

Ein Lasersystem für Experimente mit Quantengasen unter Schwerelosigkeit

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Dipl.-Phys. Max Schiemangk

Präsidentin der Humboldt-Universität zu Berlin:
Prof. Dr.-Ing. Dr. Sabine Kunst

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät:
Prof. Dr. Elmar Kulke

Gutachter:

1. Prof. Achim Peters, Ph.D.
2. Prof. Dr. Günther Tränkle
3. Prof. Dr. Axel Görlitz

Tag der mündlichen Prüfung: 31.01.2019

Zusammenfassung

Bereits Galilei untersuchte, ob verschiedene frei fallende Körper im Schwerfeld der Erde gleich stark beschleunigt werden, die sogenannte Universalität des freien Falls. Die Genauigkeit der experimentellen Überprüfungen konnte seitdem beständig gesteigert werden. Einen neuen Ansatz, die Messgenauigkeit noch weiter zu verbessern, bilden quantenmechanische Messmethoden, die auf Materiewelleninterferometrie beruhen. Dabei wird der freie Fall von Ensembles ultra-kalter Atome zweier unterschiedlicher atomarer Spezies oder unterschiedlicher Isotope einer Spezies verglichen. Die Empfindlichkeit einer solchen Messung skaliert quadratisch mit der Messzeit T . Jedoch skaliert auch der von den frei fallenden Atomen während der Messzeit zurückgelegte Weg quadratisch mit T . Somit sind die erreichbaren Messzeiten und folglich die erreichbaren Messempfindlichkeiten durch die Größe der experimentellen Aufbauten limitiert. Eine Lösung bietet die Durchführung der Experimente in Mikrogravitation. Die Projektreihe *Quantengase unter Schwerelosigkeit* (QUANTUS) verfolgt derartige Experimente unter anderem am Fallturm des Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation (ZARM). Die dabei genutzten Interferometrie-Apparaturen verwenden Laserstrahlung zur Kühlung, Manipulation und Detektion der Atome. Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung des Lasersystems für ein neues Experiment (QUANTUS-2) dieser Projektreihe, das erstmals Zwei-Spezies-Atominterferometrie in Mikrogravitation demonstrieren soll.

Dieses Lasersystem sollte die Erzeugung, die kohärente Manipulation und die Detektion ultra-kalter atomarer Ensembles von Rubidium- und Kaliumatomen ermöglichen. Neben diesen funktionalen Anforderungen stellte der Einsatz auf dem Katapult des Fallturms zusätzliche Anforderungen an Volumen (< 441), Masse (< 35 kg) und mechanische Stabilität (voll funktionsfähig sofort nach einem Katapultstart mit Beschleunigungen von bis zu $30 g$). Ein all diese Anforderungen erfüllendes Lasersystem wurde im Rahmen dieser Arbeit funktional konzipiert und mechanisch designt. Zur Demonstration wurde der Rubidium-Teil des Lasersystems im Rahmen dieser Arbeit funktional sowie mechanisch qualifiziert. Inzwischen wird er routinemäßig für Experimente am Fallturm eingesetzt.

Ein wesentlicher Aspekt der Arbeiten zum Lasersystem war die Entwicklung von kompakten und robusten schmalbandigen Lasermodulen. Diese wurden als *Master Oscillator Power Amplifiers* (MOPAs) in hybrid integrierter Form entwickelt und aufgebaut. Sie liefern bei einer Grundfläche der optischen Bank von nur $10 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ Ausgangsleistungen von bis zu $3,7 \text{ W}$. Am für den Einsatz im Lasersystem gewählten Arbeitspunkt (1 W Ausgangsleistung) besitzen die Strahlquellen Linienbreiten im Bereich von 100 kHz (Lorentz) bzw. 1 MHz (-3 dB , $10 \mu\text{s}$). Damit werden die funktionalen Anforderungen für den Einsatz im Experiment erfüllt. Die mechanische Belastbarkeit der Strahlquellen wurde nicht nur durch Tests am Fallturm sondern auch in Vibrationstests mit einem Pegel von bis zu $21,4 g_{\text{RMS}}$ nachgewiesen.

Der Nachweis einer hinreichenden spektralen Stabilität der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Strahlquellen erforderte die Entwicklung eines Messverfahrens zur detaillierten Charakterisierung des Frequenzrauschens freilaufender Laser. Dazu wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit ein Messverfahren entwickelt, das auf einer Schwebungsmessung mit anschließender Analyse der Quadraturkomponenten des Signals im Zeitbereich basiert. Durch den Einsatz geeigneter Filter erlaubt dieses Verfahren die Unterdrückung der für Diodenlaser typischen Frequenzdrifts. Die Umsetzung erfolgte hardwareseitig durch den Aufbau eines Messplatzes und softwareseitig durch die Implementierung eines Analyseprogramms.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Entwicklungen tragen entscheidend dazu bei, mit der Apparatur QUANTUS-2 ein Zwei-Spezies-Atominterferometer in Mikrogravitation zu demonstrieren. Diese Arbeit stellt daher einen der vielen wichtigen Schritte auf dem Weg zu einem Test der Universalität des freien Falls mit Quantengasen unter Schwerelosigkeit dar.

Abstract

Already Galileo investigated whether different free falling bodies in the gravitational field of the Earth are accelerated at the same rate, the so-called universality of the free fall. The accuracy of the experimental tests has been steadily increased ever since. A new approach to further increase the measurement accuracy is provided by quantum mechanical measurements based on matter wave interferometry. In this method the free fall of ensembles of ultra-cold atoms of two different atomic species or of different isotopes of one species is compared. The sensitivity of such a measurement scales quadratically with the measurement time T . However, the distance traveled by the free-falling atoms during the measurement time also scales quadratically with T . Thus, the achievable times and consequently the achievable measurement sensitivities are limited by the size of the experimental setups. A solution is provided by conducting the experiments in microgravity. The project series *Quantum Gases in Weightlessness* (QUANTUS) pursues such experiments i.a. on the drop tower of the Center of Applied Space technology and Microgravity (ZARM). The interferometry apparatuses used for this purpose employ laser radiation for cooling, manipulation, and detection of the atoms. The aim of the present thesis was the development of the laser system for a new experiment (QUANTUS-2) of this project series, which is intended to demonstrate two-species atom interferometry in microgravity for the first time.

This laser system ought to enable the generation, coherent manipulation, and detection of ultra-cold atomic ensembles of rubidium and potassium atoms. In addition to these functional requirements, the deployment on the catapult of the drop tower posed additional demands on volume ($< 44\text{ l}$), mass ($< 35\text{ kg}$), and mechanical stability (fully functional immediately after a catapult launch with accelerations of up to 30 g). A laser system fulfilling all these requirements has been functionally conceived and mechanically designed within the scope of this thesis. For demonstration, the rubidium part of the laser system was functionally and mechanically qualified within the scope of this thesis. By now it is routinely used for experiments at the drop tower.

An important aspect of the work on the laser system was the development of compact and robust spectrally narrow laser modules. They were developed and constructed as *Master Oscillator Power Amplifiers* (MOPAs) in hybrid integrated form. The laser modules provide an output power of up to 3.7 W at a footprint of the optical bench of only $10\text{ mm} \times 50\text{ mm}$. At the operating point selected for use in the laser system (1 W output power), the radiation sources exhibit linewidths in the range of 100 kHz (Lorentzian) and 1 MHz (-3 dB , $10\text{ }\mu\text{s}$). These characteristics fulfill the functional requirements for use in the experiment. The mechanical stability of the radiation sources was demonstrated not only by tests at the drop tower, but also in vibration tests with a level of up to $21.4\text{ g}_{\text{RMS}}$.

The proof of sufficient spectral stability of the radiation sources realized within the scope of this thesis required the development of a measuring method for the detailed characterization of the frequency noise of free-running lasers. For this purpose a measurement method based on a beat note measurement with subsequent analysis of the quadrature components of the signal in the time domain has also been developed within the scope of this thesis. By utilizing appropriate filters, this method allows the suppression of the frequency drifts that are typical for diode lasers. The implementation on the hardware side was carried out by setting up a measuring station and on the software side by implementing an evaluation program.

The developments carried out within the scope of this thesis contribute decisively to demonstrating a two-species atom interferometer in microgravity using the QUANTUS-2 apparatus. Thus, this thesis forms one of the many important steps on the way to a test of the universality of free fall by means of quantum gases in microgravity.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Aufbau der Arbeit	4
2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls	5
2.1. Die QUANTUS-Projekte	5
2.2. Projektstatus zu Beginn dieser Arbeit	6
2.2.1. Das Vorgängerprojekt	6
2.2.2. Die nächsten Schritte / Ziele	8
2.3. Die Apparatur QUANTUS-2	9
2.3.1. Experimentierkammer	12
2.3.2. Elektronik	13
2.3.3. Kapselinfrastruktur	13
2.4. Resümee	14
3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2	15
3.1. Funktionale Anforderungen	15
3.1.1. Erzeugung kalter Atome: Kühlung	15
3.1.2. Kohärente Manipulation kalter Atome: Interferometrie	17
3.1.3. Detektion kalter Atome	22
3.1.4. Zusammenfassung der funktionalen Anforderungen	24
3.2. Anforderungen für den Einsatz auf dem Katapult	25
3.2.1. Integration in die Katapultkapsel	25
3.2.2. Betrieb in der Katapultkapsel	26
3.2.3. Einsatz auf dem Katapult	26
3.2.4. Zusammenfassung der äußeren Anforderungen	27
3.3. Konzept des QUANTUS-2-Lasersystems	28
3.4. Systemdesign	30
3.5. Schlüsselkomponenten	34
3.5.1. Neu entwickelte Opto-Mechanik	34
3.5.2. Referenzlaser	36
3.6. Resümee der Entwicklung des kompakten robusten Lasersystems für QUANTUS-2	37
4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung	39
4.1. Anforderungen	39
4.2. Konzept der MOPA-Lasermodule	40
4.2.1. Halbleiterlaser	40
4.2.2. Das MOPA-Konzept	41

4.2.3.	Auswahl des Master Oszillators (MO)	42
4.2.4.	Auswahl des Verstärkers (PA)	44
4.3.	Lasermoduleentwicklung	45
4.3.1.	Verwendete Halbleiterkomponenten	45
4.3.2.	Mechanischer Aufbau	46
4.3.3.	Das optische System	47
4.3.4.	Mikro-optische Integration	48
4.4.	Elektro-optische Charakterisierung	51
4.4.1.	Messmethoden / -technik	51
4.4.2.	MO: DFB-Diodenlaser	52
4.4.3.	MOPA	54
4.5.	Mechanischer Test	60
4.5.1.	Durchführung der Vibrationstests	60
4.5.2.	Ergebnis der Vibrationskampagne	61
4.6.	Resümee der Entwicklung einer kompakten schmalbandigen Strahlquelle hoher Leistung	64
5.	Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen	65
5.1.	Spektrale Stabilität bzw. Linienbreite	65
5.1.1.	Phasenrauschen	67
5.1.2.	Linienbreite	67
5.2.	Messkonzepte	68
5.2.1.	Zugang im Frequenzbereich - Klassische HF-Analyse	70
5.2.2.	Zugang im Zeitbereich - Quadraturkomponenten	74
5.2.3.	Unterdrückung der Frequenzdrift	75
5.3.	Analyse auf Basis der in Phase / Quadratur (IQ)-Daten	80
5.3.1.	Erzeugung der IQ-Daten	80
5.3.2.	Frequenzrauschen	82
5.3.3.	Amplitudenrauschen	86
5.3.4.	Hochfrequenz (HF)-Spektren	87
5.3.5.	Breite des HF-Spektrums ohne das HF-Spektrum	88
5.4.	Umsetzung des Messverfahrens	90
5.4.1.	Experimenteller Aufbau	90
5.4.2.	Softwareimplementierung	92
5.4.3.	Beispielmessungen	94
5.5.	Resümee der Arbeiten zur spektralen Charakterisierung	95
6.	Mechanische und funktionale Qualifikation des Lasersystems	97
6.1.	Mechanischer Test - Katapultkampagnen	98
6.1.1.	Die Berliner Lasersystem-Testkapsel	98
6.1.2.	Die Kampagnen	99
6.2.	Nachweis der Funktionalität	103
6.3.	Resümee der mechanischen und funktionalen Qualifikation des Lasersystems	104

7. Zusammenfassung und Ausblick	105
7.1. Zusammenfassung	105
7.2. Ausblick	107
A. Mathematische Hilfsmittel	109
A.1. Umformungen	109
A.1.1. Zusammenhang Frequenz- und Phasenrauschen	109
A.1.2. PSD eines elektrischen Feldes mit weißem Frequenzrauschen	110
A.2. Endliche Messzeit mit diskreten Punkten	110
A.3. Reihenentwicklungen	111
B. Zusätzliche Daten	113
B.1. Vibrationstests	113
Literaturverzeichnis	115
Abbildungsverzeichnis	128
Tabellenverzeichnis	131
Liste der Abkürzungen	133
Liste der Symbole	136
Eigene Publikationen	137
Danksagung	141
Selbständigkeitserklärung	143

1. Einleitung

Die Frage nach der Universalität des freien Falls (UFF) - also der Proportionalität von schwerer und träger Masse - beschäftigt Physiker bereits seit Jahrhunderten. Entsprechend wurde bereits eine große Anzahl von theoretischen und experimentellen Überprüfungen dieses Zusammenhangs durchgeführt, die auch mit so bekannten Namen wie Galilei [1], Newton [2], Bessel [3] und Eötvös [4] verknüpft sind. Zur Quantifizierung eines potentiellen Unterschiedes des Verhältnisses von schwerer zu träger Masse für zwei Körper A und B wird üblicherweise das folgende nach Eötvös benannte Verhältnis genutzt [4, 5]¹:

$$\eta_{A,B} = 2 \frac{\left(\frac{m_{\text{schwer}}}{m_{\text{träge}}}\right)_A - \left(\frac{m_{\text{schwer}}}{m_{\text{träge}}}\right)_B}{\left(\frac{m_{\text{schwer}}}{m_{\text{träge}}}\right)_A + \left(\frac{m_{\text{schwer}}}{m_{\text{träge}}}\right)_B} = 2 \frac{a_A - a_B}{a_A + a_B}. \quad (1.1)$$

Hierbei bezeichnen a_A und a_B die auf die Körper A bzw. B in Richtung der Fallbeschleunigung wirkenden Beschleunigungen. Die Genauigkeit der Bestimmung dieses Verhältnisses wurde über die Jahrhunderte, für unterschiedliche Körper, immer weiter gesteigert und liegt nun im Bereich von $1 \cdot 10^{-13}$ [6, 7]. Bisher konnten jedoch keine signifikanten Abweichungen von Null festgestellt werden und so werden die Untersuchungen, wie von Bessel 1833 prognostiziert, fortgesetzt.

„Es wird aber immer ein Interesse haben, die Wahrheit des Satzes so scharf zu prüfen, wie die Hilfsmittel jeder Zeit erlauben; [...]“ [3]

Ende des 20. Jahrhunderts wurde mit der Atominterferometrie [8–11] ein neuartiges „Hilfsmittel“ für Präzisionsmessungen entwickelt. Bei dieser quantenmechanischen Messung wird analog zu klassischen Lichtinterferometern die Interferenz von Atomen, genauer der ihnen zugeordneten Materiewellen [12], untersucht. Die atom-optischen Elemente wie Strahlteiler und Spiegel werden in den in dieser Arbeit betrachteten Atominterferometern durch Lichtpulse gebildet [13]. Nutzt man nun frei fallende Atome als Testmassen und strahlt die Lichtpulse parallel zur Richtung der Gravitation ein, so ist der Phasenunterschied zwischen den Wellenpaketen in den beiden Armen des Interferometers² für eine sogenannte klassische Mach-Zehnder-Konfiguration gegeben durch [14]

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}} a T^2, \quad (1.2)$$

wobei k_{eff} der Betrag des sogenannten effektiven Wellenvektors der Lichtpulses ist. Er ergibt sich im Prinzip aus der Summe der Wellenvektoren, die die Lichtpulse definieren. Das Symbol a steht für die relative Beschleunigung der Atome in dem durch die Wahl der Laserfrequenzen definierten (inertialen) Bezugssystem in der Apparatur. T gibt die Zeit zwischen zwei Lichtpulsen an. Durch

¹In [4] wird das Verhältnis mit $\chi_A - \chi_B$ bezeichnet.

²Gilt nur unter Vernachlässigung von Gravitationsgradienten.

1. Einleitung

Auslesen der Phasendifferenz $\Delta\Phi$ kann somit a gemessen werden. Der Vergleich zweier Messungen mit den Testmassen m_A und m_B ermöglicht dann die Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses $\eta_{A,B}$ für diese Testmassen. Einer der Vorteile des Vergleichs zweier atom-interferometrischer Messungen gegenüber einer Messung mit zwei klassischen Körpern (klassische Messung) liegt darin, dass die beiden Atominterferometer zeitlich und/oder örtlich überlagert werden können, wodurch sich viele systematische und statistische Fehler (Rauschen) in einer differentiellen Messung [15] unterdrücken lassen.

Bisher liegen die besten rein quantenmechanischen UFF-Tests [5, 15–18] mit Genauigkeiten im Bereich $5 \cdot 10^{-7}$ bis hin zu $3 \cdot 10^{-8}$ noch viele Größenordnungen hinter den besten klassischen Messungen. Gemäß (1.2) skaliert die Empfindlichkeit, mit der a aus der Messung von $\Delta\Phi$ bestimmt werden kann, mit $k_{\text{eff}} \cdot T^2$. Eine Steigerung der Empfindlichkeit, auch für die Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses (1.1), lässt sich also besonders effektiv durch eine zeitliche Verlängerung des Interferometers erreichen. Diese zeitliche Verlängerung ist üblicherweise, wegen der quadratisch mit T wachsenden Fallstrecke, an eine physische Verlängerung der Apparatur geknüpft. Somit ist bei Laborexperimenten, selbst in hohen Fontänen (wie z.B. in Wūhàn [18, 19], Stanford [20] und Hannover [21] gebaut bzw. geplant), die Zeit zwischen den Lichtpulsen begrenzt. Einen Ausweg bietet die Durchführung der Experimente unter Schwerelosigkeit oder – realistischer formuliert – in Mikrogravitation. Entsprechend waren und sind quantenmechanische UFF-Tests auf verschiedenen Mikrogravitationsplattformen geplant (z.B. I.C.E. auf Parabelflügen [22, 23], CAL auf der ISS [24, 25] und STE-QUEST auf einer Satellitenmission [26])³.

Auf den angestrebten langen Zeitskalen ($T > 1$ s) wird jedoch bereits die Expansion des atomaren Ensembles zur Herausforderung. So dehnt sich selbst eine bis zum Rückstoß-Limit gekühlte atomare Punktquelle innerhalb weniger Sekunden auf eine Größe im Zentimeterbereich aus⁴. Diese Ausdehnung ist ultimativ durch die Größe der Apparatur limitiert. Aber bereits zuvor treten Effekte auf, deren Auswirkung mit zunehmender Größe des atomaren Ensembles steigen, wie beispielsweise der Einfluss der Aberration bei der Einstrahlung des Laserlichts [28, 29]. Hinreichend kalte Atome sind also eine zwingende Voraussetzung für die geplanten Experimente auf langen Zeitskalen.

Auch die Projektreihe *Quantengase unter Schwerelosigkeit* (QUANTUS), in deren Rahmen diese Arbeit entstanden ist, zielt auf den Aufbau eines Zwei-Spezies-Atominterferometers für den Einsatz unter Mikrogravitation. Hier hat man sich entschlossen, die Atome bis zur Bose-Einstein-Kondensation [30–32] zu kühlen. Die Projektreihe wird im nachfolgenden Kapitel detailliert vorgestellt. Hier sollen jedoch bereits kurz die historischen Entwicklungen skizziert werden, die die vorliegende Arbeit erforderlich machten.

Mit der ersten Experimentengeneration (Apparatur QUANTUS-1) konnte am Fallturm des ZARM bereits erstmals ein Rubidium-Bose-Einstein-Kondensat (BEC) unter Schwerelosigkeit erzeugt [33], sowie später Interferometrie mit BECs unter Schwerelosigkeit demonstriert werden [34]. Für die Nachfolgeapparatur (QUANTUS-2) war nun der nächste Schritt in Richtung UFF-Test geplant: die Erweiterung um eine zweite Spezies (Kalium) bei gleichzeitiger Verkleinerung des Gesamtaufbaus [35]. Daraus ergab sich der Bedarf einer Neuentwicklung für viele Subsysteme

³I.C.E. (*Interférométrie Cohérente pour l'Espace*), CAL (*Cold Atom Lab*), ISS (*International Space Station*), STE-QUEST (*Space-Time Explorer and Quantum Equivalence Principle Space Test*)

⁴Beispiel ⁸⁷Rb-D2: $v_{\text{recoil}} = 5,885$ mm/s [27]

der Apparatur. Die Entwicklung eines kompakten und robusten Lasersystems für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion der kalten Rubidium- und Kaliumatome war eine dieser notwendigen Neuentwicklungen und bildet das zentrale Ziel der vorliegenden Arbeit. Nachfolgend sollen die aus dieser Zielsetzung resultierenden Arbeitsaufgaben kurz erläutert werden.

Neuentwicklung eines kompakten und robusten Lasersystems für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion kalter Rubidium- und Kaliumatome

Für die neue Katapult-Apparatur QUANTUS-2 sollte ein kompaktes und robustes Lasersystem entwickelt werden. Da die gesamte QUANTUS-2-Apparatur parallel zu dieser Arbeit neu entwickelt wurde, mussten zunächst die Anforderungen an das zu entwickelnde Lasersystem erarbeitet werden. Ausgehend davon sollte ein Lasersystem funktional konzipiert werden, das Licht mit allen für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion von kalten Rubidium- und Kaliumatomen benötigten Emissionsfrequenzen mit hinreichender optischer Leistung und spektraler Stabilität bereitstellt⁵. So wird für die Kühlung der Atome beispielsweise Licht mit einer optischen Leistung von mehr als 100 mW an der Experimentkammer gefordert. Gleichzeitig muss die -3 dB-Linienbreite der Strahlung kleiner als 10 MHz sein. Die Detektion der Atome hingegen erfordert nur 1 mW optischer Leistung, jedoch mit -3 dB-Linienbreiten von maximal 2,5 MHz (Rb) bzw. 1,5 MHz (K).

Auf Basis des konzeptionellen Designs sollte anschließend ein mechanisches Design für das Lasersystem entwickelt werden, das auch die aus dem geplanten Einsatz auf dem Katapult des Bremer Fallturms resultierenden Anforderungen erfüllt⁶. Dort treten beispielsweise Beschleunigungen von bis zu 30 *g* auf, die das Lasersystem voll funktionsfähig überstehen muss. Darüber hinaus sind Volumen und Gewicht im Rahmen der QUANTUS-2-Apparatur auf 44 l bzw. 35 kg begrenzt.

Abschließend sollte die Eignung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasersystems für den Einsatz in QUANTUS-2 durch funktionale und mechanische Tests nachgewiesen werden.

Entwicklung kompakter und spektral schmalbandiger Strahlquellen hoher Ausgangsleistung

Da das geforderte kompakte Design des Lasersystems für die Apparatur QUANTUS-2 mit den zu Beginn dieser Arbeit kommerziell erhältlichen Strahlquellen nicht möglich war, sollten neue, kompakte schmalbandige Strahlquellen mit hoher Ausgangsleistung entwickelt werden. Resultierend aus den Anforderungen an das Lasersystem wurden Ausgangsleistungen von mehr als 1 W und -3 dB-Linienbreiten von weniger als 2,5 MHz (Rb) gefordert. Gleichzeitig ergab sich aus dem angestrebten mechanischen Design des Lasersystems die Forderung nach Strahlquellen mit einer Grundfläche von weniger als 30 mm × 60 mm.

Im Rahmen dieser Arbeit sollten entsprechende Strahlquellen nicht nur entwickelt, sondern auch aufgebaut, bezüglich ihrer spektralen Eigenschaften charakterisiert und für den Einsatz in der Katapult-Apparatur QUANTUS-2 qualifiziert werden.

⁵Die funktionalen Anforderungen an das Lasersystem werden in Abschnitt 3.1 abgeleitet.

⁶Die mechanischen Anforderungen an das Lasersystem werden in Abschnitt 3.2 abgeleitet.

1. Einleitung

Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung des Frequenzrauschens freilaufender Laser

Die Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Strahlquellen bezüglich der für die Anwendung geforderten spektralen Stabilität erforderte wiederum die Entwicklung eines Messverfahrens. Dieses Verfahren sollte es ermöglichen, die spektrale Stabilität freilaufender Laser anhand ihres Frequenzrauschens zu charakterisieren. Hierbei musste insbesondere der Einfluss der für freilaufende Diodenlaser typischen Frequenzdrifts untersucht und, sofern möglich, unterdrückt werden.

Das Verfahren sollte hardwareseitig durch den Aufbau eines entsprechenden Messplatzes und softwareseitig durch die Programmierung eines entsprechenden Auswerteprogramms implementiert werden.

Diese Arbeit umfasst somit die Entwicklung des Lasersystems, der zugehörigen Lasermodule und eines Verfahrens zur spektralen Charakterisierung sowie die anschließenden Tests dieser Elemente.

1.1. Aufbau der Arbeit

Die Struktur der vorliegenden Arbeit folgt der Struktur der Arbeitsaufgaben.

In Kapitel 2 wird die Projektreihe QUANTUS vorgestellt, in deren Rahmen diese Arbeit angefertigt wurde. In diesem Zusammenhang wird der Bedarf für eine neue Apparatur anhand der vor Beginn dieser Arbeit gewonnen Erkenntnisse verdeutlicht. Diese Apparatur – QUANTUS-2 – wird anschließend kurz vorgestellt.

Das für die Apparatur QUANTUS-2 neu zu entwickelnde Lasersystem bildet das zentrale Thema von Kapitel 3. Zunächst werden die Anforderungen an das Lasersystem abgeleitet. Anschließend werden Konzept und Design sowie einige Schlüsselkomponenten detailliert vorgestellt.

Die Realisierung des Lasersystems erforderte die Neuentwicklung geeigneter Strahlquellen. Nach der Erfassung der Anforderungen an diese Strahlquellen werden deren Design, Aufbau und Charakterisierung in Kapitel 4 erläutert.

In Kapitel 5 wird eine Messmethode zur Charakterisierung der spektralen Stabilität (freilaufender) Laser vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit speziell für die Charakterisierung der zuvor genannten Strahlquellen entwickelt wurde.

Aufbauend auf den in Kapitel 3 bis 5 beschriebenen Ergebnissen wurde der Rubidium-Teil des Lasersystems aufgebaut. Die damit durchgeführten mechanischen Qualifikationstests und der Nachweis der atom-optischen Funktionalität werden in Kapitel 6 vorgestellt.

Die wesentlichen Resultate dieser Arbeit werden in Kapitel 7 zusammengefasst. Abschließend werden mögliche weiterführende Arbeiten in Form eines Ausblicks adressiert.

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

In diesem Kapitel wird die Projektreihe *Quantengase unter Schwerelosigkeit* (QUANTUS), in deren Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde, vorgestellt.

Wie bereits in der Einleitung erläutert, besteht die wissenschaftliche Vision dieser Projektreihe in einem konkurrenzfähigen¹ Test der Universalität des freien Falls (UFF) mit einem Quantensensor in Mikrogravitation. Als Quantensensor ist dabei ein Atominterferometer mit Rubidium- und Kalium-BECs geplant. Auch zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit ist es noch ein weiter Weg bis zum Erreichen dieser grundlegenden wissenschaftlichen Vision. Die wichtigsten wissenschaftlich-technischen Zwischenergebnisse, die auf diesem Weg zu Beginn dieser Arbeit erreicht waren, und die daraus resultierende Definition der nächsten Zwischenziele werden in den nachfolgenden Abschnitten dargelegt. Zunächst wird jedoch ein Überblick über die bisherigen Projekte der QUANTUS-Familie gegeben.

2.1. Die QUANTUS-Projekte

Die Projektreihe QUANTUS umfasst bereits fünf im Wesentlichen aufeinander folgende Verbundprojekte. Diese sind in Tabelle 2.1 mit den Laufzeiten, den Ergebnissen bzw. Zielen und den beteiligten Institutionen aufgelistet.

Darüber hinaus sind im direkten Umfeld noch folgende Projekte bzw. Projektreihen entstanden:

LASUS *Entwicklung von neuartigen Diodenlasersystemen für Präzisionsexperimente unter Schwerelosigkeit*

PRIMUS *Präzisionsinterferometrie mit Materiewellen unter Schwerelosigkeit*

KALEXUS *Kalium-Laserexperimente unter Schwerelosigkeit*

MILAS *Mikrointegration von Lasersystemen für den Weltraumeinsatz*

Diese Projekte unterstützen die wissenschaftlichen und technologischen Entwicklungen, die im Rahmen der QUANTUS-Projekte notwendig sind, und verdeutlichen die Komplexität und Bedeutung dieses Themenfeldes.

¹ „konkurrenzfähig“ bezieht sich auf den Vergleich zu den jeweils präzisesten Messungen, aktuell [6, 7].

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

Projekt mit Laufzeit	Partner	Ergebnis bzw. Ziel
QUANTUS-I 01.01.2004 - 31.03.2008	LUH und Unterauf- tragnehmer	Aufbau der Apparatur QUANTUS-1 Erzeugung erstes BEC in Schwerelosigkeit freie Evolution eines BEC über 1 s
QUANTUS-II 01.01.2008 - 31.12.2010	LUH, ZARM, UU, UHH, HUB	Fortführung Experimente mit QUANTUS-1 Aufbau neue Apparatur (QUANTUS-2) für Zwei-Spezies-Experimente auf Katapult
QUANTUS-III 01.01.2011 - 31.12.2016 / 30.04.2017	LUH, HUB, FBH, ZARM, UHH, UU, TUD	Fallturmexperimente (erste Interferometrie) Aufbau von Apparatur für Experimente auf Höhenforschungsrakete (MAIUS-1) & Flug
QUANTUS-IV - Fallturm 01.03.2015 - 28.02.2019	LUH, HUB, JGU, ZARM, UU, TUD	Weiterführung der Fallturmexperimente mit den Apparaturen QUANTUS-1 und QUANTUS-2
QUANTUS-IV - MAIUS 01.08.2014 - 31.07.2018	LUH, HUB, JGU, FBH, ZARM	Zwei-Spezies-Experimente auf Höhen- forschungsraketen: sequentiell (MAIUS-2) und simultan (MAIUS-3)

Tabelle 2.1.: Projektreihe QUANTUS mit den Teilprojekten, Zielen und Partnern: Leibniz Universität Hannover (LUH), Humboldt-Universität zu Berlin (HUB), Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH), Johannes Gutenberg-Universität Mainz (JGU), Technische Universität Darmstadt (TUD), Universität Hamburg (UHH), Universität Ulm (UU) und Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation (ZARM). Hervorgehoben sind die Teilprojekte, in deren Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde.

2.2. Projektstatus zu Beginn dieser Arbeit

Diese Arbeit begann nach Abschluss des Projektes QUANTUS-I in der Anfangsphase der Nachfolgeprojektes QUANTUS-II. Entsprechend sollen hier die Ergebnisse von QUANTUS-I zusammengefasst werden, die die Basis für die im Nachfolgeprojekt geplanten Schritte bildeten.

2.2.1. Das Vorgängerprojekt

Hauptziel des Projektes QUANTUS-I war es, ein BEC in Schwerelosigkeit zu erzeugen und nachzuweisen. Als Mikrogravitationsplattform wurde der Fallturm des ZARM in Bremen gewählt. Der 146 m hohe Turm beherbergt ein 122 m hohes Fallrohr, in dem Kapseln mit Experimenten abgeworfen oder katapultiert werden können. Da das Fallrohr auf 10^{-5} bar evakuiert werden kann, erfahren die Kapseln während des Fluges durch Reibung nur Restbeschleunigungen von $10^{-6} g$. Somit bilden die Kapseln während des Fluges die Möglichkeit, Experimente in Mikrogravitation durchzuführen.

Im Rahmen des Projekts QUANTUS-I wurde eine fallturmtaugliche Apparatur zur Erzeugung von BECs mit ^{87}Rb aufgebaut – die QUANTUS-1-Apparatur. Dies geschah über den

Zwischenschritt einer fallturmtauglichen Apparatur zur Erzeugung einer magneto-optischen Falle (magneto-optical trap) MOT [36, 37]. Die größte Herausforderung beim Aufbau dieser beiden Apparaturen bestand in der enormen Verkleinerung des zur Verfügung stehenden Volumens. Normalerweise nimmt der gesamte Aufbau für ein solches Experiment einen oder mehrere Labortische in Anspruch. Nun stand nur eine Fallkapsel mit einer Höhe von 172 cm und einem Durchmesser von 70 cm [38] zur Verfügung. Die Verkleinerung der experimentellen Apparatur erforderte eine Vielzahl von technologischen (Neu)entwicklungen bei all ihren Subsystemen (z.B. Experimentierkammer, Lasersystem und Steuerelektronik). Beispielfhaft sei hier besonders auf die vielen Eigenentwicklungen am Lasersystem verwiesen [39, 40]. So wurden beispielsweise fast sämtliche Opto-Mechaniken (z.B. Halter für Spiegel, Strahlteiler, Wellenplatten und Linsen) vom damaligen Experimentteam in robuster Bauweise für eine Strahlhöhe von 2 cm designt und in den Werkstätten der zugehörigen Institute gefertigt. Ebenso waren die Gehäuse der einzelnen Lasermodule Eigenentwicklungen. Es sei aber angemerkt, dass als Strahlquellen selbst ausschließlich kommerzielle Laserdioden und Verstärkerchips der Firma eagleyard Photonics eingesetzt wurden. Auf Seiten der Experimentierkammer sei insbesondere auf den Einsatz eines Atomchips [41] zur BEC-Erzeugung verwiesen.

Mit der Apparatur QUANTUS-1 gelang am 6.11.2007 die Erzeugung des weltweit ersten BEC in Mikrogravitation. Im Anschluss konnte die „freie“ Evolution des Ensembles ultra-kalter Atome durch Parameteroptimierung auf bis zu 1 s gesteigert werden [33] (siehe Abb. 2.1). Routinemäßig erzeugte die Apparatur BECs mit 10^4 Rubidiumatomen, deren kinetische Energie einer Temperatur von 9 nK entsprach.

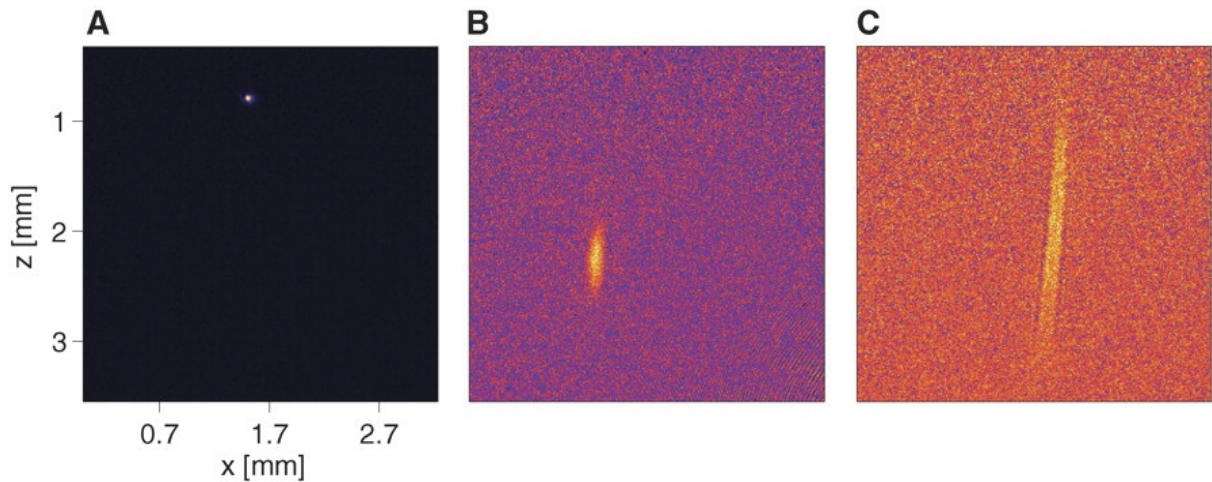


Abbildung 2.1.: Mit QUANTUS-1 erzeugte BECs nach 30 ms (A), 500 ms (B) und einer Sekunde (C) „freier“ Evolution (Teil einer Abbildung aus [33]).

Trotz dieser Erfolge offenbarte sich am Ende des Projekts QUANTUS-I bereits die Notwendigkeit, die Apparatur QUANTUS-1 zu modifizieren oder durch eine neue Apparatur zu ersetzen, um erkannte Probleme zu eliminieren. So verlief die Expansion des BECs in Schwerelosigkeit nicht wie theoretisch erwartet [33]. Als mögliche Ursache wurden Störungen durch externe Magnetfelder vermutet. Um diesen Störeinfluss zu verhindern, wurde vorgeschlagen, das BEC

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

nach der Auskopplung aus der magnetischen Falle in den magnetisch nicht sensitiven Zeeman-Zustand ($m_F = 0$) zu transferieren. Dazu sollte im Nachfolgeprojekt ein Transfer zwischen den Zeeman-Zuständen mittels adiabatischer Änderung eines eingestrahlten Hochfrequenzsignals (HF-Signals), eine sogenannte „adiabatic rapid passage“ [42], implementiert werden. Des Weiteren war die Beobachtungszeit des „freien“ BECs auf eine Sekunde begrenzt, da das BEC bis dahin bereits so weit expandiert war, dass der Abbildungskontrast durch die geringe Dichte limitiert wurde. Bei gleicher Atomzahl ließe sich dies durch eine Verringerung der Expansion, also der Temperatur, erreichen. Zu diesem Zweck wurde der Einsatz einer magnetischen Linse, sogenanntes „delta kick cooling“ [43–45], vorgeschlagen. Beide Techniken könnten in die bestehende QUANTUS-1-Apparatur integriert werden.

Andere Defizite hingegen ließen sich nicht durch Modifikationen der bestehenden Apparatur umgehen. So hatte sich beispielsweise gezeigt, dass für statistische Untersuchungen die Durchführung von mehr Experimenten unter Schwerelosigkeit erforderlich ist. Da maximal drei Abwürfe pro Tag möglich sind, ließe sich dies nur durch mehrere Experimente pro Abwurf erreichen. Die experimentelle Sequenz der Apparatur QUANTUS-1 war jedoch so lang, dass sie bereits vor dem Abwurf gestartet werden musste. Die Durchführung mehrerer Experimente während eines Abwurfs war somit ausgeschlossen. Ein weiteres Beispiel ist die Steigerung der maximal möglichen Beobachtungszeit eines freien BEC. Diese ist im Fallbetrieb ultimativ durch die Mikrogravitationsdauer von 4,7 s begrenzt. Ein Wechsel in den Katapultbetrieb mit einer fast doppelt so langen Mikrogravitationsdauer, und somit längeren potentiellen Beobachtungszeit, war mit der als Fallkapsel ausgelegten QUANTUS-1-Apparatur nicht möglich. Das für den angestrebten UFF-Test gravierendste Defizit war jedoch die Beschränkung der Gesamtapparatur QUANTUS-1 auf Experimente mit einer atomaren Spezies.

2.2.2. Die nächsten Schritte / Ziele

Im Anschluss an das Projekt QUANTUS-I sollten sowohl die direkt bei den Experimenten mit der Apparatur QUANTUS-1 erkannten Probleme gelöst werden als auch der nächste Schritt in Richtung UFF-Test gegangen werden. Aus diesem Grund wurde seit dem Beginn vom Projekt QUANTUS-II eine mehrgleisige Strategie verfolgt.

Die Experimente mit der Apparatur QUANTUS-1 sollten im Hinblick auf die Untersuchung von BECs unter Schwerelosigkeit fortgesetzt und ausgebaut werden. In diesem Zusammenhang war insbesondere das Erreichen immer tieferer Temperaturen und längerer Beobachtungszeiten zum Ziel gesetzt. Zur Untersuchung der Kohärenzeigenschaften der BECs in diesen nun zugänglichen Parameterbereichen (Temperaturen im nK-Bereich und Beobachtungszeiten bis zu 1 s) sollte die Apparatur darüber hinaus um die Möglichkeit erweitert werden, Atominterferometrie durchzuführen. Diese Messungen sollten gleichzeitig als Pfadfinder für zukünftige Präzisionsinterferometrieexperimente unter Schwerelosigkeit fungieren. Die Interferometrie wurde technisch mit Bragg-Strahlteilern [46, 47] umgesetzt und die Ergebnisse dieser Untersuchungen unter anderem in [34] publiziert.

Parallel sollte eine neue Apparatur – QUANTUS-2 – aufgebaut werden, um die mit der alten Apparatur weiterhin bestehenden Defizite zu umgehen und ein Zwei-Spezies-Interferometer in Schwerelosigkeit zu testen. Diese neue Apparatur wird im nachfolgenden Abschnitt beschrieben.

2.3. Die Apparatur QUANTUS-2

In diesem Abschnitt soll zunächst die Motivation für die Entwicklung der neuen Apparatur QUANTUS-2 erläutert werden, die als zweite Fallturmapparatur in der Projektreihe aufgebaut wurde. Anschließend wird ein Überblick über die Subsysteme der Apparatur (Abb. 2.2) gegeben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit dem Lasersystem ein zentraler Teil dieser neuen Apparatur entwickelt. Entsprechend wird dieses Subsystem in diesem Überblick ausgespart und im nachfolgenden Kapitel 3 detailliert beschrieben.

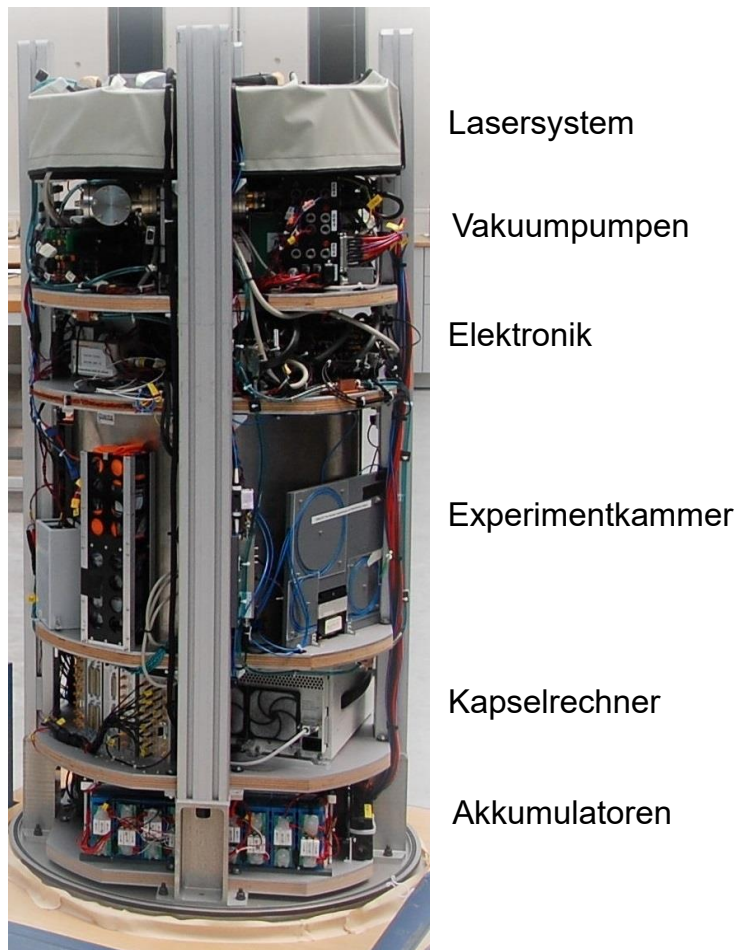


Abbildung 2.2.: Apparatur QUANTUS-2

Untersuchungen auf längeren Zeitskalen

Die maximale Untersuchungszeit unter Schwerelosigkeit ist am Fallturm durch die Flugzeit der Experimentkapsel gegeben. Diese beträgt im Abwurfbetrieb 4,7s. Zur Verlängerung der Flugzeit sollte vom reinen Abwurfbetrieb zum Katapultbetrieb gewechselt werden, der eine fast doppelt so lange Mikrogravitationsdauer ermöglicht. Da die Katapultkapseln deutlich kleiner

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

sind als die Fallkapseln, wäre eine entsprechende Verkleinerung von QUANTUS-1 einem Neubau gleichgekommen. Die angesprochene Verkleinerung wird in Abb. 2.3 deutlich, die die bereits fertiggestellte QUANTUS-2 Apparatur vor ihrem Vorgänger QUANTUS-1 zeigt. Somit musste auch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Lasersystem der Apparatur QUANTUS-2 im Volumen kleiner ausgelegt werden als sein Vorgänger in der Apparatur QUANTUS-1. Detaillierte Angaben zur Größe der Kapsel folgen im nächsten Kapitel im Rahmen der Ableitung der Anforderungen an das Lasersystem.



Abbildung 2.3.: Größenvergleich der Apparaturen QUANTUS-1 (hinten) und -2 (vorn), sowie das aktuelle QUANTUS-2 Experimentierteam: Alexander Grothe, Waldemar Herr, Christoph Grzeschik, Tammo Sternke und Jan Rudolph (v.l.n.r)

Die Flugzeit stellt jedoch nur eine obere Grenze der Beobachtungszeit dar. Eine weitere Begrenzung der Beobachtungszeit wird durch den Kontrastverlust bei der bildgebenden Messung an den ultra-kalten Ensembles bei zunehmender Expansionsdauer bewirkt. Hier war die Apparatur QUANTUS-1 nach einer Sekunde freier Expansion durch den Kontrast limitiert [33]. Dieser Herausforderung sollte auf zwei Wegen begegnet werden. Zum einen sollten mit der Apparatur QUANTUS-1 parallel Strategien zur Kontrastverbesserung, wie z.B. die Nutzung einer magnetischen Linse zur Reduktion der Expansion des BECs, untersucht werden, die dann auch in der

neuen Apparatur QUANTUS-2 implementiert werden sollten. Zum anderen sollte direkt ein BEC mit mehr Atomen erzeugt werden. Dieses Ziel sollte durch Neuentwicklungen beim Atomchip [48] verfolgt werden.

Höhere Repetitionsrate – mehrere Experimente während eines Fluges

Da das Evakuieren des Fallturmes am ZARM sehr lange dauert, sind maximal drei Abwürfe pro Tag möglich, so dass insgesamt im Projekt statistische Fragestellungen nur unzureichend untersucht werden können. Verglichen mit atom-optischen Laborexperimenten, die teilweise mehrere Experimentzyklen pro Sekunde erlauben, ist dies ein gravierender Nachteil, da die erreichbare statistische Genauigkeit der Messungen damit gering ist und die Optimierung der Betriebsparameter, die Untersuchung systematischer Effekte sowie die Reduktion der statistischen Ungenauigkeit bei der eigentlichen Präzisionsmessung erschwert werden. Dieser Nachteil sollte soweit wie möglich minimiert werden, indem mehrere Experimente nacheinander während eines Fluges durchgeführt werden sollten. Dies erfordert eine schnelle BEC-Erzeugung.

Die zur Präparation eines BEC benötigte Zeit ist bei QUANTUS-1 durch die Ladezeit der dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT)² dominiert. Diese Begrenzung wird umgangen, indem die 3D-MOT in QUANTUS-1 bereits mehrere Sekunden vor dem Abwurf geladen wird. Strebt man nun mehrere Experimente während eines Fluges an, ist dies nicht mehr ausreichend. Entsprechend sollte die Ladezeit der 3D-MOT durch eine Erhöhung der Laderate verringert werden. Dazu sollte eine zusätzliche 2D⁺-MOT implementiert werden. Diese Ergänzung wäre im bestehenden Aufbau aus mehreren Gründen nicht möglich gewesen. Zum einen hätte die 2D⁺-MOT selbst physisch nicht an bzw. in QUANTUS-1 gepasst. Zum anderen erfordert ihr Einsatz Erweiterungen bei anderen Subsysteme wie der Elektronik oder dem Lasersystem, das zusätzliches Licht bereitstellen muss.

Demonstration eines Zwei-Spezies-Atominterferometers

Während als Fortführung der Experimente mit der QUANTUS-1 Apparatur Interferometrieuntersuchungen zu den Kohärenzeigenschaften der erzeugten BECs auf langen Zeitskalen geplant waren, sollte mit der neuen Apparatur QUANTUS-2 bereits ein weiterer Schritt in Richtung UFF-Test gegangen werden. Dazu war die Implementierung eines Zwei-Spezies-Interferometers mit Rubidium und Kalium geplant. Dies erfordert zunächst die zusätzliche Erzeugung eines Kalium-BECs. Hardwareseitig bedeutet dies neben der Bereitstellung von Kaliumatomen in der Vakuumkammer vor allem die Notwendigkeit, zusätzlich auch ein Lasersystem für die Kaliumexperimente bei 767 nm bereitzustellen. Darüber hinaus sollte die Experimentierkammer im Hinblick auf die UFF-Tests nun so ausgerichtet sein, dass das Interferometer Beschleunigungen in Richtung von \vec{g} misst³. Für das Interferometer selbst sollten, anders als bei den Arbeiten an QUANTUS-1, Raman-artige Strahlteilerpulse [10, 46] implementiert und verwendet werden, da basierend auf vorausgehenden Arbeiten wie beispielsweise den Messungen in [14] davon ausgegangen werden konnte, dass die Raman-Interferometrie die am besten geeignete Methode für Präzisionsmessungen ist.

²Das Kühlen der Atome in einer 3D-Magneto-optische Falle (*magneto-optical trap*) (MOT) ist einer der Schritte auf dem Weg zum BEC.

³Bei der Vorgängerapparatur QUANTUS-1 war diese Achse nicht mehr zugänglich.

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

QUANTUS-2 als Pfadfinder

Zusätzlich zu den genannten sehr konkreten Zielen sollte die neue Apparatur QUANTUS-2 auch als weiterer Pfadfinder für eine zukünftige Raketenmission mit Experimenten auf noch längeren Zeitskalen dienen. Dies gilt sowohl in wissenschaftlicher wie auch in technologischer Hinsicht, da nicht nur die Anforderungen an Volumen, Masse und Stabilität denen einer Raketenmission ähneln, sondern auch der Experimentablauf selbst. Das Gesamtsystem muss nach extremen mechanischen Belastungen in der Startphase in der anschließenden Mikrogravitationsphase direkt den Experimentbetrieb aufnehmen. Somit stellt ein erfolgreicher Einsatz einer Technologie in QUANTUS-2 gleichzeitig eine Qualifizierung für weitergehende Anwendungen dar. Dies gilt insbesondere auch für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten mikrointegrierten Stahlquellen.

Durch die in einer späteren Projektphase (Verbundprojekt QUANTUS-III) hinzugekommene parallele Entwicklung einer Raketen Nutzlast mit ähnlicher Experimentierkammer wurde diese Rolle als Pfadfinder noch verstärkt.

2.3.1. Experimentierkammer

Das *physics package* des experimentellen Aufbaus wird durch die in Abb. 2.4 dargestellte Experimentierkammer gebildet. Darin erfolgt die Kühlung der Atome zum BEC, sowie deren anschließende Manipulation und Detektion. Die Experimentierkammer soll nachfolgend kurz vorgestellt werden. Für eine weitergehende Beschreibung sowie Charakterisierungsmessungen sei auf [48, 49] verwiesen.

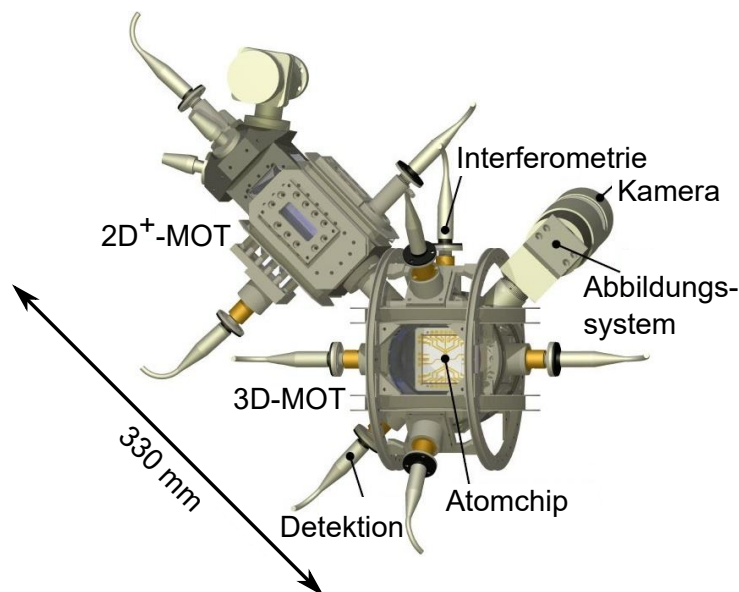


Abbildung 2.4.: Experimentkammer der Apparatur QUANTUS-2 (nach [49])

Die Experimentierkammer ist eine Doppel-Vakuumkammer, deren zwei Kammern (2D⁺-MOT und 3D-MOT) durch eine differentielle Pumpstufe getrennt sind. Der optische Zugang zu den beiden Kammern erfolgt über Fenster, die teilweise direkt mit fasergekoppelten Teleskopen zur

Einstrahlung der benötigten Laserstrahlung ausgestattet sind.

Die Atome werden über ein an die $2D^+$ -Kammer angeschlossenes Reservoir (zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit ein Rubidiumofen) bereitgestellt. Dort wird mit Hilfe transversaler Kühlaserstrahlen und longitudinaler „pusher“- und „retarder“-Strahlen ein Fluss kalter Atome erzeugt, der in der benachbarten Kammer zum Laden der 3D-MOT dient. Zur Vermeidung von Stößen mit dem Hintergrundgas herrscht in der 3D-MOT-Kammer ein Druck von weniger als 10^{-10} mbar. Die zu diesem Zweck benötigten Pumpen (IGP Meca 2000, VG Scienta SBST110, SAES Getters CapaciTorr D200) befinden sich in der Kapsel zwei Ebenen oberhalb der Vakuumkammer. Die beschriebene Doppel-MOT-Konfiguration ermöglicht eine höhere Laderate als eine reine 3D-MOT, was dann wiederum auch eine insgesamt schnellere BEC-Erzeugung erlaubt. Für diese wird wie in QUANTUS-1 wieder ein Atomchip [41] genutzt. Der Chip in QUANTUS-2 ist allerdings eine Weiterentwicklung mit mehreren Ebenen und Strukturen, die zum einen den Verzicht auf makroskopische MOT-Spulen erlauben und zum anderen eine Vielzahl an magnetischen Fallenpotentialen ermöglichen. Mit diesem Aufbau ist beispielsweise die Erzeugung von Rb-BECs aus 10^5 Atomen mit einer Rate von 1 Hz möglich [49]. Bei der Vorgängerapparatur QUANTUS-1 lagen Atomzahl und Rate je eine Größenordnung niedriger. Die im vorherigen Abschnitt als Ziel formulierte Produktion und Untersuchung von mehreren Kondensaten während eines Fluges am Fallturm ist somit möglich. Eine entscheidende Voraussetzung für die Umsetzung des Potenzials der Experimentierkammer im Katapultbetrieb des Fallturms bildet die Verfügbarkeit eines katapulttauglichen Lasersystems, das speziell auf das *physics package* und die damit geplanten Experimente abgestimmt ist. Die Ableitung und Umsetzung dieser Anforderungen wird im nachfolgenden Kapitel detailliert beschrieben.

Zur Unterdrückung externer Störfelder (z.B. vom Fallturm selbst) wird die Experimentierkammer mit Hilfe einer μ -Metallhülle magnetisch abgeschirmt [50]. Aus diesem Grund ist die Kammer in Abb. 2.2 nicht erkennbar.

2.3.2. Elektronik

Zur Ansteuerung fast aller Experimentkomponenten wird zusätzliche Treiber-Elektronik benötigt. Diese befindet sich hauptsächlich auf der Ebene oberhalb der Experimentierkammer (Abb. 2.2). Ein Großteil dieser Elektronik (u.a. die gesamte Betriebselektronik für das Lasersystem) wurde an der LUH entwickelt. Dort hat Dr. Thijs Wendrich im Rahmen der LASUS-Projekte ein System in Anlehnung an das PC104-System designt [51], das auch in QUANTUS genutzt wird. Die Entwicklung und Auslegung der Stromtreiberkarten erfolgte dabei direkt abgestimmt auf die im Rahmen dieser Arbeit für QUANTUS-2 entwickelten mikrointegrierten Strahlquellen (vgl. Kapitel 4). Gesteuert wird die Treiber-Elektronik mit einem PXI-System der Firma National Instruments, welches gemeinsam auf einer mechanischen Ebene mit den Vakuumpumpen untergebracht ist.

2.3.3. Kapselinfrastruktur

Die beiden unteren Ebenen der Kapsel (Abb. 2.2) bilden den separierbaren Kapselboden und werden für die Betriebselektronik der Kapsel selbst benötigt [38]. Dort befinden sich ein weiteres PXI-System, Kommunikationsschnittstellen und die Spannungsversorgung. Der Kapselboden wird den Experimenten normalerweise nur für Kampagnen von der Betriebsgesellschaft des Fallturms

2. QUANTUS – Mit Quantengasen auf dem Weg zum Test des freien Falls

zur Verfügung gestellt. Durch die enge Anbindung an das ZARM wurde für QUANTUS-2 ein eigener Kapselboden zur Verfügung gestellt, der auch an die besonderen Platz- und Energieanforderungen dieses Experiments (siehe nächstes Kapitel) angepasst werden durfte.

Die Kommunikation mit der Kapsel erfolgt im Fallturm über WLAN, wofür die Schnittstelle im Kapselboden mit einer Antenne im Deckel verbunden wird.

2.4. Resümee

Die Projektreihe QUANTUS, in deren Rahmen diese Arbeit entstanden ist, verfolgt die Vision einer konkurrenzfähigen¹ Messung der Universalität des freien Falls (UFF). Ein erster Schritt wurde mit dem Bau und Betrieb der Apparatur QUANTUS-1 gemacht, die das weltweit erste Rb-BEC unter Schwerelosigkeit erzeugte [33].

Die Untersuchungen mit dieser Apparatur wurden erfolgreich fortgesetzt und Interferometrie mit BECs in Mikrogravitation demonstriert [34]. Dennoch war es auf dem Weg in Richtung UFF-Test nötig, parallel mit der Entwicklung einer neuen Apparatur – der Zwei-Spezies-Apparatur QUANTUS-2 – zu beginnen. Dies erforderte auch die Neuentwicklung diverser Subsysteme. Die Neuentwicklung des entsprechenden Lasersystems für die neue Apparatur bildet die zentrale Aufgabe und den inhaltlichen Ausgangspunkt für diese Arbeit.

Eine detaillierte Beschreibung dieses Lasersystems folgt im nächsten Kapitel.

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

In diesem Kapitel wird das kompakte und robuste Lasersystem vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit für die Apparatur QUANTUS-2 entwickelt wurde. Dazu werden zunächst die Anforderungen an das Lasersystem abgeleitet, die sich aus den geplanten Funktionen und der Anwendungsumgebung ergeben. Anschließend wird die Entwicklung eines darauf abgestimmten Designs erläutert. In diesem Zusammenhang werden auch einige für Umsetzbarkeit dieses Designs entscheidende Schlüsselkomponenten vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden.

3.1. Funktionale Anforderungen

Die Anforderungen an das Lasersystem resultieren zum einen aus den Anforderungen der beabsichtigten Experimente – der kohärenten Manipulation von Kalium- und Rubidium-BECs. Zum anderen sind sie jedoch auch stark vom konkreten experimentellen Aufbau abhängig. Da die Experimentierkammer beim Projektpartner LUH durch Waldemar Herr [48] geplant und aufgebaut wurde, wurden einige Anforderungen an das Lasersystem von der LUH vorgegeben.

In den folgenden Abschnitten sollen die funktionalen Anforderungen an das Lasersystem diskutiert werden. Da die QUANTUS-2-Apparatur zunächst mit Rb betrieben werden sollte, werden die Anforderungen anhand von Rb erläutert und anschließend ggf. die beim Betrieb mit K auftretenden Abweichungen aufgeführt. Am Ende des Abschnitts werden die für das Design geltenden Spezifikationen definiert.

3.1.1. Erzeugung kalter Atome: Kühlung

Die Kühlung der Atome hin zum BEC erfolgt in mehreren Schritten: Laden und Kühlen in der magneto-optischen Falle (MOT), weiteres Kühlen in der optischen Melasse und Evaporation [48, 49] zum BEC. Nur in den ersten beiden Schritten wird das Lasersystem benötigt, der letzte Schritt erfolgt in einer Magnetfalle. Entsprechend werden nachfolgend die ersten beiden Schritte hinsichtlich ihrer Anforderungen an das Lasersystem betrachtet.

Kühlaser für die MOT

Die Funktionsweise einer MOT ist vielfach beschrieben, z.B. in [52]. Zur Kühlung wird Licht genutzt, das rot verstimmt auf einem geschlossenen Übergang auf die Atome eingestrahlt wird. Bei ^{87}Rb wird der Übergang $D_2 \ 5^2S_{1/2} \ F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} \ F'=3$ genutzt. Hierbei liegt die ideale Rotverstimmung für die 3D-MOT nach [40] im Bereich von $2 - 3 \cdot \Gamma_{\text{nat}}$, wobei Γ_{nat} die natürliche Linienbreite des Übergangs ist, die 6,1 MHz [27] beträgt. Die ideale Rotverstimmung liegt also im

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

Bereich von 12 bis 18 MHz. Für die bosonischen Kalium-Isotope ist die Aufspaltung der einzelnen Hyperfeinniveaus des angeregten Zustandes $^2P_{3/2}$ mit 33,8 MHz zwischen $F'=0$ und $F'=3$ bei ^{39}K und 16,8 MHz bei ^{41}K [53] deutlich geringer als bei Rubidium mit 495,8 MHz bei ^{87}Rb . Dies führt dazu, dass der Kühllaser bei Kalium gegen alle Niveaus rot verstimmt wird. In [54, 55] wird für ^{39}K eine Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz des geschlossenen Übergangs von $6,5 \cdot \Gamma_{\text{nat}}$ vorgeschlagen. Mit der natürlichen Linienbreite von 6,0 MHz [53] entspricht dies einer Verstimmung von 39 MHz.

Aus den Vorgaben für die Rotverstimmung lässt sich bereits ablesen, dass die Linienbreite des Kühllasers nicht beliebig groß sein darf. In [56] wird für ^{87}Rb darüber hinaus gezeigt, dass die Anzahl der gefangenen Atome bei einer Vergrößerung der Linienbreite des Lasers von einem Wert, der viel kleiner als die natürliche Linienbreite des Übergangs von 6,1 MHz ist, auf einen Wert von 10 MHz um den Faktor 1,7 reduziert wird. Entsprechend kann 10 MHz im Bezug auf die Anforderungen an den Rubidium-Teil des QUANTUS-2-Lasersystems als obere Grenze für die Linienbreite des Kühllasers angesehen werden. Als obere Grenze für Anforderungen an die Linienbreite der Kühllaser im Kalium-Teil kann die Linienbreite des Lasers aus [54] genutzt werden. Diese betrug 2 MHz.

Die im Fallturbetrieb begrenzte Experimentierzeit erfordert, dass die Atome möglichst schnell von der 3D-MOT eingefangen und gekühlt werden können. Zu diesem Zweck wird die 3D-MOT in der QUANTUS-2-Apparatur über einer zusätzliche $2D^+$ -MOT geladen [48]. Die Charakterisierung der Apparatur mit einem Laborlasersystem an der LUH zeigte, dass eine Leistung der Kühllaser sowohl für die $2D^+$ - als auch für die 3D-MOT im Bereich von 100 mW bereits zu einer Quelle kalter Atome mit einem sehr hohen Fluss führt [49]. Auch wenn bei diesen Leistungen noch keine Sättigung im Fluss der $2D^+$ -MOT erreicht wird, wurden die 100 mW als Wert für den Leistungsbedarf am Experiment genutzt.

Die Frequenzanforderungen für die $2D^+$ -MOT gleichen denen für die 3D-MOT, die Frequenz sollte für beide Fallen aber unabhängig einstellbar sein.

Rückpump-Laser für die MOT

Der Kühllaser allein reicht jedoch nicht aus, da einige Atome von ihm nicht nach $5^2P_{3/2}$ $F'=3$ sondern nach $F'=2$ angeregt werden. Diese Atome können dann auch nach $5^2S_{1/2}$ $F=1$ übergehen. Dort können sie nicht mehr hinreichend effektiv vom Kühllaser angeregt werden. Aus diesem Grund wird ein weiterer Laser resonant zum Übergang $5^2S_{1/2}$ $F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ $F'=2$ eingestrahlt, um die Atome „zurück zu pumpen“ (Rückpump-Laser). Die Leistung dieses Lasers muss beim Betrieb mit Rb nur ca. 10 % der Leistung des Kühllasers betragen.

Da die Rotverstimmung der Kühllaser für die Kalium-Isotope ^{39}K und ^{41}K größer ist als Aufspaltung der Hyperfeinniveaus des angeregten Zustandes $^2P_{3/2}$ [53], ist die Wahrscheinlichkeit Atome nach $F'=2$ anzuregen dort höher als bei der Rubidium-MOT. Somit müssen auch mehr Atome aus dem Zustand $5^2S_{1/2}$ $F=1$ „zurückgepumpt“ werden. Für den entsprechenden Laser wird also eine höhere Leistung benötigt als beim Rb-Äquivalent. Effektiv wirken bei K beide Laser als Kühllaser [55, 57]. Entsprechend muss die Leistung des Rückpump-Lasers im Bereich der Leistung des Kühllasers liegen.

Optische Melasse und Vorbereitung der Evaporation

An die MOT-Phase schließt sich die Melasse an, bei der die Laser für Rb weiter (ca. 100 MHz [49]) rot verstimmt werden. Für K ist eine geringere Rotverstimmlung als in der MOT-Phase optimal [55, 57]. Bei ^{39}K liegt diese idealerweise im Bereich von $1,5 - 2,5 \cdot \Gamma_{\text{nat}}$ [55], also 9–15 MHz, und bei ^{41}K im Bereich von $0,5 - 1,5 \cdot \Gamma_{\text{nat}}$ [55], also 3–9 MHz. Sollen diese Verstimmlungen im Experiment effektiv realisiert werden, erfordert dies offensichtlich eine Linienbreite des Lasers, die kleiner ist als diese Verstimmlung. Die Linienbreite der Laser zur Kühlung der Kalium-Isotope sollte daher kleiner als $0,5 \cdot \Gamma_{\text{nat}}$, also 3 MHz, sein.

Nach der Melasse erfolgt die Kühlung in der Magnetfalle. Zu deren Vorbereitung werden die Atome optisch in den magnetisch sensitiven Zustand $5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2 \text{ m}_F=+2$ gepumpt. Dazu wird σ^+ -polarisiertes Licht resonant mit dem Übergang $5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{ F}'=2$ eingestrahlt. Der Rückpumper wird in dieser Phase ebenfalls benötigt. Für die anschließende Evaporation in der Magnetfalle wird das Lasersystem nicht benötigt.

3.1.2. Kohärente Manipulation kalter Atome: Interferometrie

Wie bereits erwähnt, sind mit der Apparatur QUANTUS-2 auch Atominterferometrieexperimente geplant. Hierbei dienen Lichtpulse als Strahlteiler und Spiegel für das kalte atomare Ensemble. Allerdings gibt es für diese atom-optischen Elemente verschiedene Realisierungsmöglichkeiten.

Zu Beginn dieser Arbeit war die Umrüstung der Apparatur QUANTUS-1 für Atominterferometrie mit Bragg-artigen Strahlteilern bereits geplant. Die neue Apparatur QUANTUS-2 sollte im Hinblick auf zukünftige Präzisionsmessungen jedoch mit den für derartige Zwecke bisher üblicherweise genutzten Raman-artigen Strahlteilern ausgestattet werden. Um eine Vergleichbarkeit mit der Apparatur QUANTUS-1 zu ermöglichen, sollte das Lasersystem für die neue Apparatur zusätzlich die Möglichkeit zur Erzeugung Bragg-artiger Lichtpulse bieten. Aus diesen Gründen sollen nachfolgend kurz einige Aspekte der beiden Strahlteiltertypen vorgestellt werden, die für die Auslegung des neuen Lasersystems von Bedeutung sind. Für eine detailliertere Darstellung sei auf die einschlägige Literatur z.B. [46, 58] verwiesen.

Den hier betrachteten Strahlteilern liegen Zwei-Photonen-Raman-Übergänge¹ zu Grunde. Zur Beschreibung dieser Prozesse wird im Folgenden vereinfachend ein Atom mit den Grundzustandsniveaus $|g_x\rangle$ und dem angeregten Niveau $|e\rangle$ betrachtet. Bei Bragg-artigen Strahlteilern (vgl. Abb. 3.1a) werden zwei Impulszustände des Atoms über ein virtuelles elektronisches Niveau $|v\rangle$ gekoppelt [47, 62]. Die elektronischen Niveaus des Atoms im Anfang- und Endzustand sind identisch. Dazu werden zwei Laserstrahlen mit den Frequenzen ω_{B1} und ω_{B2} genutzt, wobei $\omega_{B1} \approx \omega_{B2}$ gilt. Durch gegenläufige Einstrahlung ergibt sich folgender Impulsübertrag Δp

$$\Delta p = \hbar(k_{B1} + k_{B2}) \stackrel{k_{B1} \approx k_{B2} \equiv k}{=} 2\hbar k = \hbar k_{\text{eff}}, \quad (3.1)$$

wobei $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ und h das Plancksche Wirkungsquantum ist. k_{Bx} beschreibt die Wellenzahl des jeweiligen Laserfeldes. Durch den Impulsübertrag wird eine räumliche Aufteilung der beiden

¹Es sind auch höhere Ordnungen möglich [59–61]. Dies wird zur Vereinfachung der Darstellung hier nicht betrachtet.

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

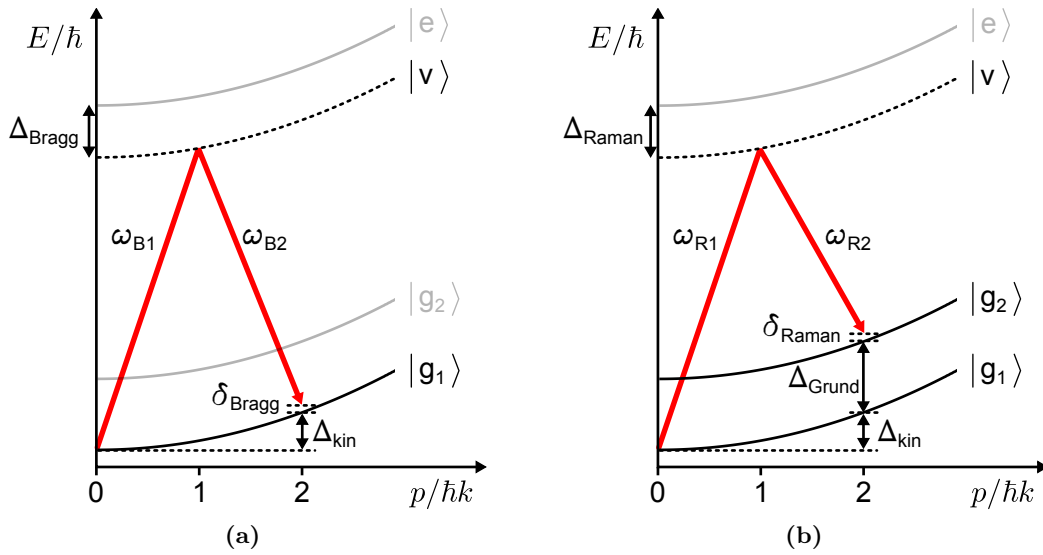


Abbildung 3.1.: Prinzipdarstellung eines Bragg-artigen (a) und eines Raman-artigen (b) Strahlteilers im Energie-Impuls-Bild ($k_{x1} \approx k_{x2} \equiv k$)

Pfade im Interferometer erreicht. Aus Sicht des Lasersystems sind die in Abb. 3.1a dargestellten Verstimmungen von besonderem Interesse.

- **Δ_{Bragg} :** Die Verstimmung von ω_{B1} gegen die atomare Übergangsfrequenz ($|g_1\rangle \rightarrow |e\rangle$) dient der Unterdrückung von spontaner Emission und Streuprozessen. Sie liegt im Bereich von bis zu einigen GHz und wird meist in Kombination mit dem Intensitätsverhältnis der beiden Interferometriestrahlen zur Unterdrückung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung optimiert [63].
- **δ_{Bragg} :** Dieser Term bildet zusätzliche Korrekturen ab z.B. für die Doppler-Verschiebung, wenn die Atome zu Beginn nicht ruhen.
- **Δ_{kin} :** Die Frequenzdifferenz $\Delta_{\text{kin}} = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2m}$ entspricht der Änderung der kinetischen Energie bei einem Übertrag von 2 Photonen durch einen Bragg-Puls. Für die D2-Linien von ^{87}Rb , ^{39}K und ^{41}K ergeben sich ca. $2\pi \times 15 \text{ kHz}$ [27], $2\pi \times 35 \text{ kHz}$ bzw. $2\pi \times 33 \text{ kHz}$ [53].

Bei Raman-artigen Strahlteilerpulsen (vgl. Abb. 3.1b) unterscheiden sich Anfangs- und Endzustand nicht nur im Impuls. Sie werden auch durch zwei verschiedene elektronische Grundzustände ($|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$) gebildet. Dies ermöglicht eine zustandsselektive Detektion [10] am Ausgang des Interferometers. Die Verstimmungen Δ_{Raman} , δ_{Raman} und Δ_{kin} liegen für diesen Strahlteilerartyp im gleichen Bereich wie beim Bragg-artigen oder sind identisch. Einen Unterschied gibt es jedoch in der Differenzfrequenz $\omega_{x1} - \omega_{x2}$, da diese bei Raman-artigen Strahlteilerpulsen um die Aufspaltung der Grundzustandsenergien (vgl. Tab. 3.1) größer ist als bei Bragg-artigen Strahlteilerpulsen. Die Differenzfrequenz der beiden Interferometriestrahlen liegt hier also nicht mehr im Bereich

von einigen zehn Kilohertz sondern im Bereich von einigen hundert Megahertz (K) oder einigen Gigahertz (Rb).

Isotop	Grundzustandsaufspaltung (Δ_{Grund})
^{39}K	462 MHz
^{41}K	254 MHz
^{87}Rb	6,83 GHz

Tabelle 3.1.: Grundzustandsaufspaltung der D₂-Linien gemäß [27, 53]

Unabhängig vom Strahlteiltertyp ist je nach angestrebtem Experiment auch die Kontrolle der Phasenentwicklung der Differenzfrequenz $\omega_{x1} - \omega_{x2}$ von Bedeutung. Ob diese nötig ist oder nicht, hängt davon ab, ob die von den Lichtpulsen auf die Atome aufgeprägte Phase am Ausgang des Interferometers ausgelesen wird oder nicht. Dies soll nun für die zwei Arten von Interferometrieexperimenten betrachtet werden, die mit QUANTUS-2 geplant sind.

Mit der QUANTUS-2-Apparatur sollen zum einen die weiterführenden Experimente mit der Vorgängerapparatur QUANTUS-1 nachvollzogen werden. Ziel war es dabei, die Kohärenzeigenschaften von BECs auf langen Zeitskalen zu untersuchen. Dazu sollte der Kontrastverlauf in räumlichen Interferenzstreifen ausgewertet werden [34]. Da die auf die Atome durch die Lichtpulse aufgeprägte Phase hierbei nicht explizit ausgelesen wird, wird für diese Experimente keine Phasenstabilisierung der Differenzfrequenz $\omega_{x1} - \omega_{x2}$ benötigt.

Zum anderen sollen mit QUANTUS-2 Messungen zum Test der UFF durchgeführt werden. Dabei wird die Beschleunigung der Atome gemäß (1.2) über

$$a = \frac{\Delta\Phi}{k_{\text{eff}}T^2} \quad (3.2)$$

gemessen. Die auf die Atome durch die Lichtpulse aufgeprägte Phase geht in die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Interferometerarmen ein [10]. Sie hat somit direkten Einfluss auf die Bestimmung der Beschleunigung. Entsprechend ist für diese Messungen eine Phasenstabilisierung der Differenzfrequenz $\omega_{x1} - \omega_{x2}$ erforderlich.

Für die erstgenannten Experimente sollen analog zu QUANTUS-1 Bragg-artige Strahlteiler genutzt werden und für die anderen Raman-artige. Somit wird nur bei den Raman-artigen Strahlteilern eine Phasenkontrolle benötigt. Es sei an dieser Stelle aber nochmals betont, dass die Anforderung einer stabilen Phasenentwicklung allgemein nicht mit der Art der Strahlteiler verknüpft ist und diese Verknüpfung hier nur aus der Art der geplanten Experimente resultiert.

Für die Experimente, die eine stabile Phasenentwicklung der Differenzfrequenz $\omega_{x1} - \omega_{x2}$ erfordern, soll nun abgeschätzt werden, welche Anforderungen daraus für die Einzellaser resultieren. Da nur eine Bedingung an die Phasendifferenz der beiden Laserfelder gestellt wird, gibt es nur Anforderungen an die relative Linienbreite der beiden Interferometrielaser und keine direkte Anforderung an die Linienbreite der einzelnen Laser. Je nach Art und experimenteller Implementierung der Pulse liefern die Anforderungen an die Stabilität der Phasendifferenz der Laserfelder jedoch indirekt Anforderungen an die Phasenstabilität der einzelnen Laser.

Werden die beiden Felder der Lichtpulse mit unterschiedlichen Lasern erzeugt, wie dies

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

zumindest bei Raman-Pulsen in der Regel der Fall ist, dann müssen die Phasen der beiden Felder aufeinander stabilisiert werden. Je geringer nun das Phasenrauschen des einzelnen unstabilisierten Lasers (i) ist, desto besser kann man, in Abhängigkeit von der erreichbaren Regelbandbreite bei der Stabilisierung, seine Phase auf die Phase des anderen Lasers (ii) stabilisieren, also das Phasenrauschen von Laser (i) unterdrücken und ihn zwingen, dem Phasenrauschen von Laser (ii) zu folgen. Dadurch ergibt sich effektiv eine Gleichtaktunterdrückung des Phasenrauschens von Laser (ii). Diese Regelung erfolgt üblicherweise über den Injektionsstrom des Lasers. Sollte die dabei erreichbare Bandbreite nicht ausreichen, so kann auch das ggf. modulierte Laserfeld eines Lasers (i) direkt optisch in einen anderen Laser (ii) eingekoppelt werden, um diesem das Phasenrauschen aufzuzwingen. Diese Art der Stabilisierung wird als *injection locking* bezeichnet [64, 65].

Zur Umgehung der Stabilisierung eines Lasers auf einen anderen können alternativ auch beide Felder des Strahlteilerpulses aus einem einzelnen Lasers erzeugt werden. Dies ist zumindest bei den geringen Differenzfrequenzen, die bei Bragg-Pulsen erforderlich sind, möglich und kann mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren (AOMs) realisiert werden. Durch diese Methode sind die Phasenfluktuationen der „beiden“ Felder des Pulses korreliert und im idealen Fall im Gleichtakt, wodurch es wegen der Gleichtaktunterdrückung zunächst keinen Einfluss des Phasenrauschens des einzelnen Laser auf die Phasendifferenz gibt.

Bisher wurde jedoch nicht betrachtet, dass die Anforderungen an die Stabilität der Phasendifferenz der Laserfelder am Ort der Atome gelten. In vielen experimentellen Aufbauten werden die beiden Felder des Pulses über eine gemeinsame optische Faser zur Experimentierkammer geführt, um eine Gleichtaktunterdrückung von externen Störungen zu erreichen. In der Experimentierkammer werden die gegenläufigen Strahlen dann durch Retro-Reflexion an einem Spiegel erzeugt, so auch in der QUANTUS-2-Apparatur. Auch bei einer perfekten Gleichtaktunterdrückung am Ende der optischen Faser ist die Gleichtaktunterdrückung am Ort der Atome durch die längere Laufzeit des reflektierten Strahls nicht mehr perfekt (unendlich) und die Phasenfluktuationen der beiden Laserfelder tragen zur Fluktuationen der Phasendifferenz bei [66].

Als Abschätzung für den Einfluss des Laufzeitunterschiedes soll hier ein idealisierter Laser mit rein weißem Frequenzrauschen $S_{\nu_1}^0$ angenommen werden. Nach [66] gilt für den Einfluss eines Laufzeitunterschiedes t_d auf die Varianz der Phase Φ im Interferometer

$$\sigma_{\Phi}^2 \approx \frac{\pi^4}{\tau_{\pi/2}} t_d^2 S_{\nu_1}^0 \quad (3.3)$$

wobei $\tau_{\pi/2}$, die Dauer eines Strahlteilerpulses ist. Zur Abschätzung werden nun Parameter genutzt, wie sie für QUANTUS-2 erwartet werden. Der Referenzspiegel ist ca. 5 cm vom Ort der Atome entfernt. Somit ergibt sich ein Laufzeitunterschied $t_d = 0,3$ ns. Für $\tau_{\pi/2}$ kann als typische Größenordnung gemäß [63, 67, 68] $10 \mu\text{s}$ genutzt werden. Fordert man nun beispielsweise eine maximale Abweichung im mrad-Bereich (also $\sigma_{\Phi}^2 \leq 10^{-6}$), so ergibt sich

$$S_{\nu_1}^0 \leq \frac{10^{-6}}{\pi^4} \frac{\tau_{\pi/2}}{t_d^2} \approx 1,1 \cdot 10^6 \frac{\text{Hz}^2}{\text{Hz}}. \quad (3.4)$$

Wie später (in Abschnitt 5.1.2) gezeigt werden wird, entspricht dies einer Linienbreite von

ca. 1,8 MHz. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass das Frequenzrauschen realer Laser nicht weiß ist, sondern üblicherweise zu niedrigen Fourierfrequenzen ansteigt. Der Einfluss auf die Phase im Interferometer kann aber nicht ohne weiteres angegeben werden, da er vom exakten spektralen Verlauf des Rauschspektrums des Lasers und dem spektralen Verlauf der Empfindlichkeit des Atominterferometers abhängt.

Nun soll eine Untergrenze für die zur Interferometrie benötigte Leistung abgeschätzt werden. Sie hängt insbesondere von der Dauer der Interferometriepulse ab. Je länger der Interferometriepuls ist, desto stärker selektiert er im Impuls der Atome [69–71]. Wird nun angestrebt, alle gekühlten Atome anzusprechen, so ergibt sich aus deren Impulsverteilung, also Temperatur, eine maximale Dauer für die Interferometriepulse. Als Orientierung sollen hier die mit der Apparatur QUANTUS-1 [33] erreichten Temperaturen und ein Spiegelpuls genutzt werden. Bei einer Temperatur von 10 nK liegt die maximale Pulsdauer τ_π eines Spiegelpulses nach [71] im Bereich von 100 μ s. Die Dauer eines Spiegelpulses ist über

$$\tau_\pi = \pi / \Omega_{\text{eff}} \quad (3.5)$$

mit der effektiven Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz Ω_{eff} verknüpft [63]. Diese ist wiederum abhängig von den Intensitäten der beiden Interferometriestrahlen I_{L1} bzw. I_{L2} und errechnet sich in Anlehnung an [67] nach:

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{I_{L1}I_{L2}}}{c\epsilon_0\Delta\hbar^2} \sum_{|F', m_{F'}\rangle} \langle F = X, m_F | \mathbf{e} \mathbf{r} | F', m_{F'} \rangle \langle F', m_{F'} | \mathbf{e} \mathbf{r} | F = Y, m_F \rangle \quad (3.6)$$

wobei $\langle F = X, m_F | \mathbf{e} \mathbf{r} | F', m_{F'} \rangle$ das Element der Dipolmatrix [27] für den Übergang zwischen den Hyperfeinstrukturniveaus $|F, m_f\rangle$ und $|F', m_{F'}\rangle$ ist. c bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und Δ die Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz. Unter der Annahme identisch zirkularer Polarisation der gegenläufigen Interferometriestrahlen² und einer Verstimmung von $\Delta = 2\pi \times 3 \text{ GHz}$ ³ ergibt sich aus der Forderung $\tau_\pi < 100 \mu\text{s}$ über (3.5) und (3.6) für die Intensitäten $\sqrt{I_{L1}I_{L2}} > 82 \text{ W/m}^2$ bei Raman-artigen Spiegelpulsen⁴ bzw. $\sqrt{I_{L1}I_{L2}} > 41 \text{ W/m}^2$ bei Bragg-artigen Spiegelpulsen⁵. In beiden Fällen wurde die Präparation der Atome im magnetisch nicht sensitiven Zustand ($m_F = 0$) vorausgesetzt. Bei dem für die Interferometrie geplanten Strahldurchmesser von 12 mm [48] folgt für die Leistungen $\sqrt{P_{L1}P_{L2}} > 4,6 \text{ mW}$ bzw. $\sqrt{P_{L1}P_{L2}} > 2,3 \text{ mW}$ für Raman-artige bzw. Bragg-artige Spiegelpulse. Um die differentielle AC Stark Verschiebung [72] zu nullen, wird das Leistungsverhältnis üblicherweise zwischen 1 : 1 und 1 : 3 gewählt [63, 67, 68]. Im leistungsstärkeren Strahl werden entsprechend minimal 4,6 mW bis 8,0 mW für Raman-artige Spiegel und 2,3 mW bis 4,0 mW für Bragg-artige Spiegel benötigt. Um auch kürzere Pulsdauern zu ermöglichen, sollten also mindestens 10 mW pro Interferometriestrahle zur Verfügung stehen.

²Diese Konfiguration lässt sich z.B. durch die Einstrahlung von entgegengesetzt zirkular polarisiertem Licht erreichen, wenn hinter der Experimentierkammer eine Viertelwellenplatte und ein Polarisator vor dem Spiegel installiert werden, um für den zurücklaufenden Strahl eine Polarisation und somit Frequenz zu selektieren.

³Der Wert orientiert sich an [67, 68]. Andere Aufbauten nutzen auch geringere Verstimmungen [63].

⁴ $X = 1$ und $Y = 2$

⁵ $X = Y = 1$ oder $X = Y = 2$

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

3.1.3. Detektion kalter Atome

In der QUANTUS-2-Apparatur wurden zwei Detektionstechniken implementiert. Der Aufbau der bildgebenden Messmethoden und die zugehörigen Algorithmen zur Berechnung der Teilchenzahl sind in [48] ausführlich dargestellt. Hier soll deshalb nur kurz der für die Anforderungen an das Lasersystem relevante Teil vorgestellt werden.

Absorptionsabbildung

Bei der Absorptionsabbildung werden die Atome mit resonantem Licht bestrahlt und die Absorption analysiert. Dazu wird der „Schattenwurf“ der Atomwolke auf einer Kamera abgebildet. Ausgehend vom Beerschen Gesetz

$$\frac{dI}{dz} = -n(x, y, z)\sigma I \quad (3.7)$$

kann die Abschwächung der Intensität $I(x, y)$ des in z -Richtung eingestrahlten Feldes über die Dichte der Atomwolke $n(x, y, z)$ und den Streuquerschnitt σ [27] bestimmt werden. Nutzt man für die Detektion den geschlossenen Übergang $5^2S_{1/2} \ F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} \ F'=3$ so kann man das Atom für eine Abschätzungen als ein Zwei-Niveau-System betrachten. Der Streuquerschnitt ist dann durch

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma_{\text{nat}}} \right)^2 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad (3.8)$$

gegeben [27]. Hierbei beschreibt Δ die Verstimmung bzgl. des atomaren Übergangs und Γ_{nat} dessen natürliche Linienbreite. I_{sat} bezeichnet die Sättigungsintensität und σ_0 den resonanten Streuquerschnitt:

$$\sigma_0 = \frac{h\nu\Gamma_{\text{nat}}}{2I_{\text{sat}}} \quad (3.9)$$

Durch Einsetzen von (3.8) in (3.7) und Integration über die lineare Ausdehnung des atomaren Ensembles in Strahlrichtung⁶ erhält man

$$\frac{1 + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma_{\text{nat}}} \right)^2}{\sigma_0} \ln \frac{I_{\text{vor}}}{I_{\text{nach}}} + \frac{I_{\text{vor}} - I_{\text{nach}}}{\sigma_0 I_{\text{sat}}} = \tilde{n}(x, y), \quad (3.10)$$

wobei $\tilde{n}(x, y)$ die entlang z integrierte Dichte ist und I_{vor} und I_{nach} die Intensität vor bzw. nach Durchgang durch das atomare Ensemble beschreiben.

Die Detektion erfolgt resonant ($\Delta = 0$), da die Atomwolke sonst als Gradienten-Index (GRIN)-Linse wirkt [73]. Die prinzipielle Abhängigkeit von der Verstimmung in (3.10) zeigt jedoch, dass die spektrale Verteilung des Detektionsstrahls von Bedeutung ist. Obgleich in [73] eine Methode vorgestellt wird, mit der die Abbildung kalibriert werden kann, soll hier kurz der Einfluss der Linienbreite des Detektionslasers diskutiert werden.

Bei einer nicht verschwindenden Linienbreite des Detektionslasers muss der nominelle Streuquerschnitt (3.8) mit der spektralen Verteilung des Detektionslasers gefaltet werden. Dies wird

⁶Außerhalb des atomaren Ensembles gilt $\frac{dI}{dz} = 0$.

im Allgemeinen zu einer Verringerung des effektiven Streuquerschnittes bei $\Delta = 0$ führen. Daraus ergibt sich eine vermeintlich geringere Atomzahl bzw. bei entsprechender Kalibrierung zumindest eine Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (signal-to-noise-ratio, SNR). Da die -3 dB -Linienbreite des Detektionslasers üblicherweise durch den Gauß-Anteil seines Spektrums bestimmt wird, kann man als Abschätzung ein Gauß-förmiges Spektrum annehmen. Wird dieses mit dem Lorentz-förmigen Streuquerschnitt (3.8) gefaltet, so ergibt sich ein Voigt-Profil. Unter der zusätzlichen Annahme kleiner Intensitäten $I \ll I_{\text{sat}}$ wird die Amplitude des Voigt-Profiles V nur von der natürlichen Linienbreite des Übergangs Γ_{nat} und der Linienbreite des Detektionslasers $\Gamma_{\text{Gauß}}$ bestimmt.

$$V(0) \propto \frac{e^{\frac{\Gamma_{\text{nat}}^2}{\Gamma_{\text{Gauß}}^2}} \text{erfc}\left(\frac{\Gamma_{\text{nat}}\sqrt{\ln 2}}{\Gamma_{\text{Gauß}}}\right)}{\Gamma_{\text{Gauß}}} \quad (3.11)$$

Hierbei ist erfc die komplementäre Fehlerfunktion. Man beachte, dass die Linienbreite des Lasers auch absolut eingeht und nicht nur im Verhältnis zur Breite des atomaren Übergangs.

Die sich somit ergebende Verringerung des effektiven Streuquerschnitts ist in Abb. 3.2 am Beispiel der D_2 -Linie von ^{87}Rb ($\Gamma_{\text{nat}} = 6,066\text{ MHz}$) dargestellt. Bei Werten bis zu 1 MHz hat die

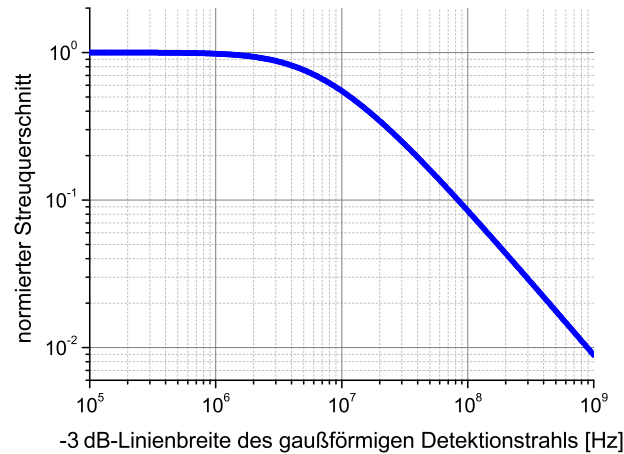


Abbildung 3.2.: Amplitude des effektiven Streuquerschnitts resultierend aus der Faltung des Streuquerschnitts (3.8) für ^{87}Rb D_2 und eines Gauß-Profiles mit Halbwertsbreite $\Gamma_{\text{Gauß}}$

Linienbreite des Detektionslasers keinen signifikanten Einfluss. Bei $2,5\text{ MHz}$ ist der Streuquerschnitt auf 90% reduziert, bei 80 MHz bereits um eine Größenordnung. Für das Lasersystem ergeben sich also folgende Anforderungen. Die Frequenz des Detektionslasers muss sich auf die Frequenz des gewünschten atomaren Übergangs einstellen lassen. Die -3 dB -Linienbreite des Rb-Detektionslasers sollte kleiner als $2,5\text{ MHz}$ sein.

Für Kalium ist die Näherung durch ein Zwei-Niveau-System nicht mehr anwendbar, da auf Grund der geringen Hyperfeinstrukturaufspaltung [53] alle angeregten Niveaus betrachtet werden müssen. In [68] wurden für ^{39}K numerische Simulationen durchgeführt. Diese zeigten, dass die Laserfrequenz in einem ca. $\Gamma_{\text{nat}}/2$ (3 MHz)-breiten Fenster bei einer Blauverstimmung von ca. $\Gamma_{\text{nat}}/4$ ($1,5\text{ MHz}$) gegen den Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ liegen sollte, um Verlustkanäle in andere Zustände zu minimieren. Entsprechend soll diese Verstimmung hier als Abschätzung einer oberen

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

Grenze der Linienbreite genutzt werden. Somit gilt für Kalium, dass die -3 dB-Linienbreite des Detektionslasers kleiner als $1,5$ MHz sein soll.

Um eine Verringerung des Streuquerschnitts (3.8) durch Sättigungsverbreiterung zu vermeiden, sollte die Intensität des Detektionslichts die Sättigungsintensität I_{sat} nicht überschreiten. Aus den Sättigungsintensitäten [27, 53] ergeben sich mit einem Strahldurchmesser von 18 mm [48] Sättigungsleistungen von $2,2$ mW (K) bzw. $2,1$ mW (Rb). Das Lasersystem muss hier also nur Leistungen im Bereich von einigen mW liefern⁷.

Eine zusätzliche Anforderung ergibt sich daraus, dass ein solches Absorptionsbild nur eine zweidimensionale Information über ein dreidimensionales Objekt liefert. Da sich im Vorgängerexperiment gezeigt hatte, dass sich die fehlenden Informationen auch durch Simulationen nicht immer zweifelsfrei ergänzen lassen, soll eine zweite Abbildungsrichtung ermöglicht werden. Damit beide Richtungen ohne zwischenzeitliche Umbauten an der Apparatur genutzt werden können, sollten am Lasersystem zwei Ausgänge vorgesehen werden.

Fluoreszenzdetektion

Bei der Fluoreszenzdetektion werden die Atome wie bei der Absorptionsabbildung mit resonantem Licht bestrahlt. Allerdings wird hier nicht der Schattenwurf der Atome betrachtet, sondern ihre Fluoreszenz. Da auch das Signal der implementierten Fluoreszenzdetektion [48] proportional zum Streuquerschnitt (3.8) ist, gelten hier die gleichen Überlegungen wie im vorherigen Absatz.

3.1.4. Zusammenfassung der funktionalen Anforderungen

In diesem Abschnitt werden die in den vorherigen Abschnitten abgeleiteten funktionalen Anforderungen an das Lasersystem noch einmal in Form eines Anforderungskataloges (Tabelle 3.2) zusammengefasst. Die zugehörigen Frequenzen sind exemplarisch für den Betrieb mit ^{87}Rb in Abb. 3.3 dargestellt.

Anwendung	Eigenschaft	Anforderung für QUANTUS-2
Kühlung	Frequenz	siehe Abb. 3.3
	Linienbreite	Rb: < 10 MHz / K: < 2 MHz
	Leistung	bei Atomen > 100 mW (Rückpumper: K gleich, Rb 10 mW)
Atom-interferometrie	Frequenz	siehe Abb. 3.3
	Linienbreite	$\lesssim 1,8$ MHz (Linienbreite des Einzellasers)
	Leistung	> 10 mW pro Strahl
	Differenzfrequenz	für Raman-artige Strahlteiler phasenstabil
Detektion	Frequenz	siehe Abb. 3.3
	Linienbreite	Rb: $< 2,5$ MHz, K: $< 1,5$ MHz
	Leistung	> 1 mW

Tabelle 3.2.: Funktionale Anforderungen an das Lasersystem

⁷Ggf. sind zur Kalibrierung gemäß [73] zwischenzeitlich höhere Leistungen nötig.

3.2. Anforderungen für den Einsatz auf dem Katapult

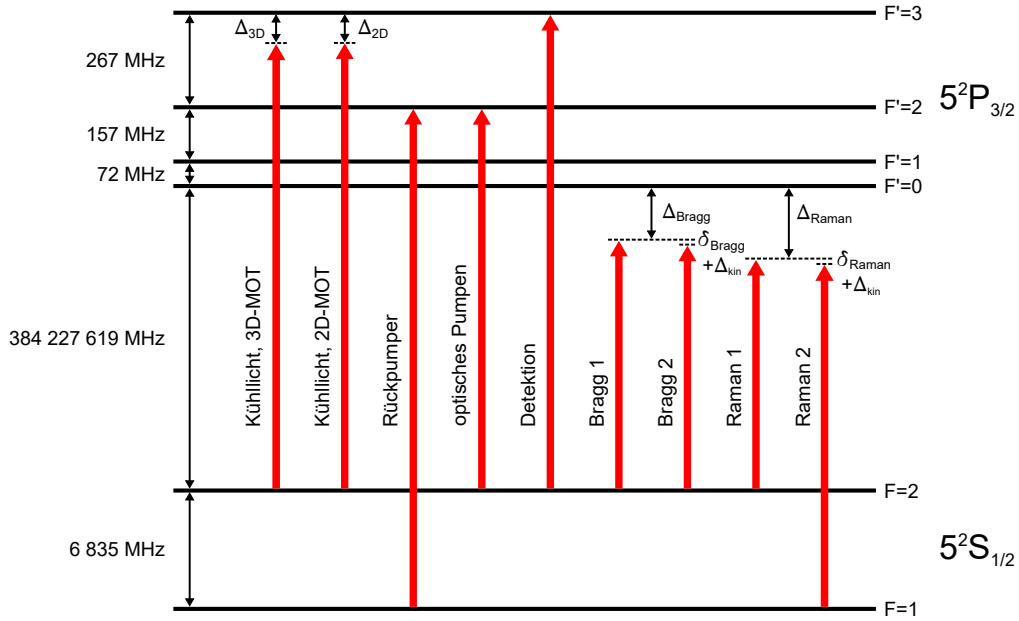


Abbildung 3.3.: Benötigte Laserfrequenzen am Beispiel des Betriebs mit ^{87}Rb (Zahlenwerte [27])

3.2. Anforderungen für den Einsatz auf dem Katapult

Neben den in den vorherigen Abschnitten geschilderten funktionalen Anforderungen an das Lasersystem gibt es auch Anforderungen, die von der ausgewählten Mikrogravitationsplattform festgelegt werden. So soll die QUANTUS-2-Apparatur am Fallturm des ZARM im Katapultbetrieb eingesetzt werden. Die daraus resultierenden Anforderungen an das Lasersystem lassen sich in drei Gruppen einteilen, die hier nacheinander besprochen werden sollen: Die Integration in die Katapultkapsel, der Betrieb in der Kapsel vor dem Katapultstart und der Betrieb während und direkt nach dem Katapultstart.

3.2.1. Integration in die Katapultkapsel

Der gesamte experimentelle Aufbau von QUANTUS-2 muss in einer Katapultkapsel untergebracht werden, deren Maße in Abb. 3.4 dargestellt sind. Diese Katapultkapsel ist im Vergleich zur Fallkapsel des Vorgängerexperiments QUANTUS-1 77 cm kürzer. Da in diesem Volumen natürlich auch das *physics package* und die Elektronik untergebracht werden, steht für das gesamte Lasersystem nur eine Plattform (Abb. 3.4b) zur Verfügung. Die Höhe des Lasersystems mit Deckel ist durch die Maße der anderen Experimentbestandteile auf 121 mm begrenzt. Somit steht für das gesamte Lasersystem ein Volumen von weniger als 44 l zur Verfügung.

Darüber hinaus ist die Gesamtmasse der Apparatur, bestehend aus der Katapultkapsel und dem darin befindlichen experimentellen Aufbau, laut [38] auf 400 kg begrenzt. Auch wenn eine Anhebung dieser Grenze auf 500 kg zum Designzeitpunkt bereits angedacht war, müssen alle Experimentbestandteile auch hinsichtlich ihrer Masse optimiert werden. Für das Lasersystem ergibt sich daraus eine angestrebte maximale Masse von 35 kg.

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

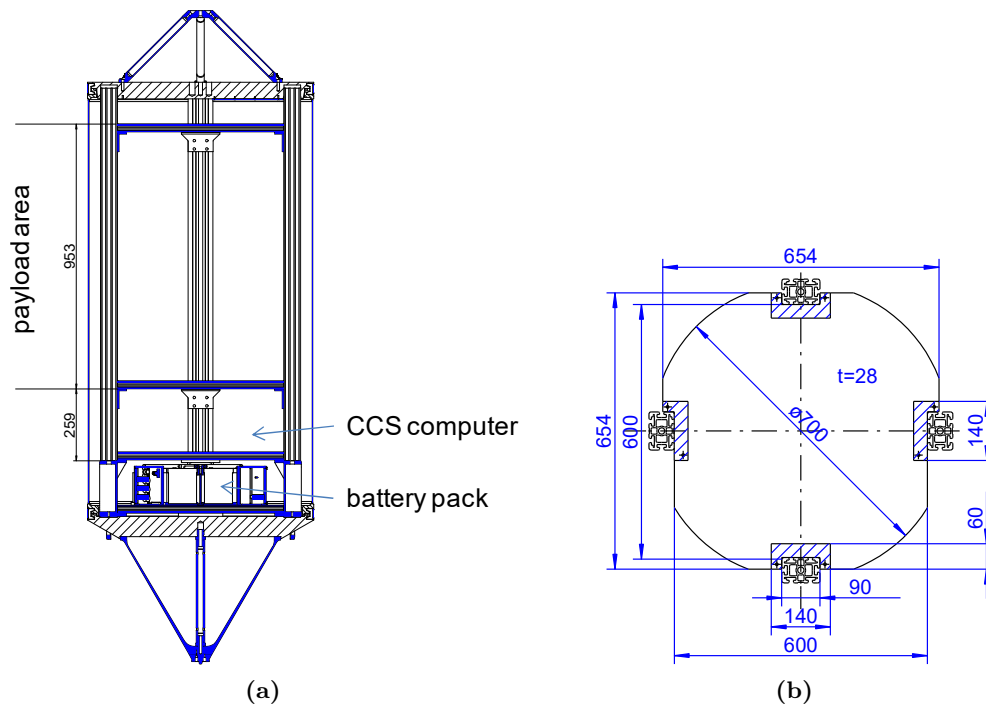


Abbildung 3.4.: Maße der Katapultkapsel (a) und einer der darin befindlichen Plattformen (b) (beides aus [38])

3.2.2. Betrieb in der Katapultkapsel

Beim Betrieb des Experiments in der geschlossenen Kapsel ist dies nach außen thermisch isoliert, insbesondere im evakuierten Fallturm. Somit führt die Abwärme der einzelnen Komponenten zu einer Erwärmung des gesamten Experiments. Auch wenn besonders stark abstrahlende Komponenten wie z.B. HF-Verstärker bis ca. 15 Minuten vor dem Katapultstart durch eine Wasserkühlung entwärmt werden können, so ist dies nicht für alle aktiven Komponenten praktikabel. Somit sollte auch im Lasersystem auf Energieeffizienz geachtet werden.

Ebenso ist der in den letzten 15 Minuten vor, bei und insbesondere nach dem Katapultstart laufende Batteriebetrieb des Experiments auf energieeffiziente Komponenten angewiesen. Dies gilt im Besonderen, da QUANTUS-2 als Pfadfinder für zukünftige Experimente auf Höhenforschungsraketen dienen soll, bei denen die im Batteriebetrieb zu überbrückenden Flugzeiten ebenfalls im Bereich von 15 Minuten liegen [74].

3.2.3. Einsatz auf dem Katpult

Die mit dem Katapultstart verbundene Beschleunigung ist in Abb. 3.5 dargestellt. Um eine maximale Nutzung der Mikrogravitationszeit zu ermöglichen, muss das Lasersystem, wie alle anderen Teile der Apparatur auch, direkt nach dem Katapultstart einsatzbereit sein. Dies ist nur möglich, wenn es bereits vorher stabilisiert und einsatzbereit ist und die Katapultbeschleunigungen von $30\ g$ in Funktion übersteht.

3.2. Anforderungen für den Einsatz auf dem Katapult

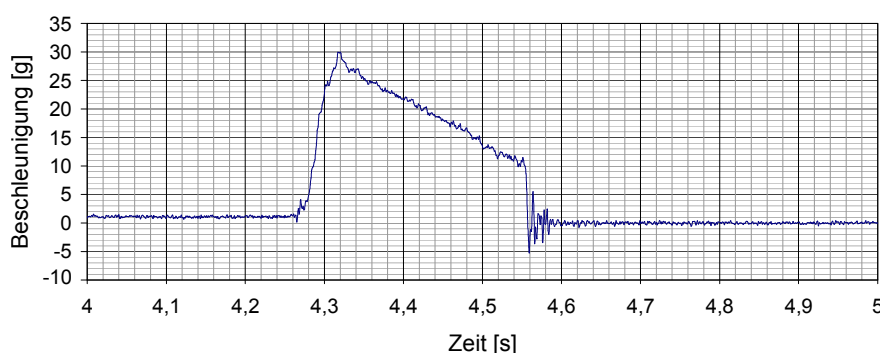


Abbildung 3.5.: Beschleunigungen der Fallkapsel beim Katapultstart (Werte aus [38] entnommen)

Die am Ende des Fluges beim Abbremsen der Kapsel auftretenden Beschleunigungen (vgl. Abb. 3.6) von bis zu 50 g müssen vom Lasersystem nur mechanisch überstanden werden. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass der in Abb. 3.6 gezeigte maximale Wert der Beschleunigung beim Abbremsen nur ein Richtwert ist. Mit der Vorgängerapparatur QUANTUS-1 wurden teilweise Beschleunigungen von 50 g gemessen.

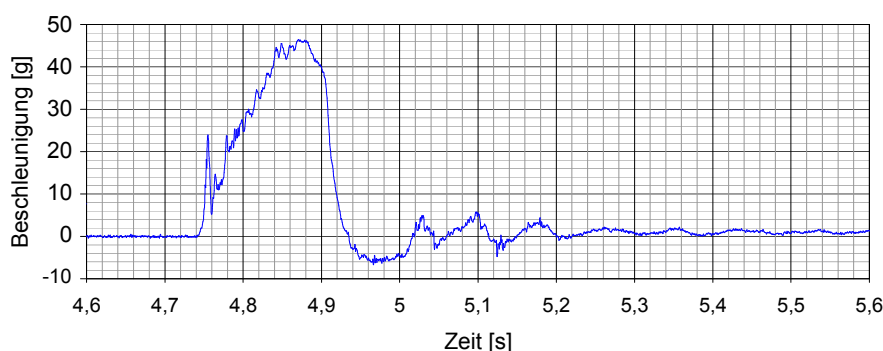


Abbildung 3.6.: Beschleunigungen der Fallkapsel beim Abbremsen (Werte aus [38] entnommen)

3.2.4. Zusammenfassung der äußeren Anforderungen

In diesem Abschnitt werden die in den vorherigen Abschnitten abgeleiteten äußeren Anforderungen an das Lasersystem in einem Anforderungskatalog (Tabelle 3.3) zusammengefasst.

Eigenschaft	Anforderung
Volumen	< 44 l
Masse	< 35 kg
Leistungsaufnahme	keine harte Grenze, Energieeffizienz gewünscht
Stabilität	bei Beschleunigungen bis zu 30 g funktionsfähig

Tabelle 3.3.: Äußere Anforderungen an das Lasersystem

3.3. Konzept des QUANTUS-2-Lasersystems

Der naheliegende Ansatz zum Aufbau des Lasersystems für Rb und K wäre eine „Verdopplung“ des QUANTUS-1-Lasersystems (nur Rb). Dieser ist aber auf Grund des verringerten Kapselvolumens und der gesteigerten funktionalen Anforderungen (z.B. $2D^+$ -MOT und Raman-artige Strahlteiler) nicht möglich. Es musste also auf Basis der in den vorherigen Abschnitten genannten Anforderungen ein neues Konzept entwickelt werden. Dieses soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Neben den funktionalen Anforderungen sollte das Konzept auch die Forderungen nach geringem Volumen und hoher Energieeffizienz berücksichtigen. Aus diesem Grund war es das Ziel, möglichst wenige aktive Komponenten (akustooptische Modulatoren (AOMs) und Laser) zu nutzen. Parallel zum Systemdesign wurde im Rahmen dieser Arbeit auch die Entwicklung der kompakten und robusten Strahlquellen durchgeführt, die dieses Lasersystem erst ermöglicht haben. Diese MOPA-Lasermodule werden in Kapitel 4 detailliert vorgestellt und sollen hier zunächst nur als *blackbox* mit Ausgangsleistung von mehr als 1 W bei hinreichend schmaler Linienbreite betrachtet werden.

Mit der QUANTUS-2-Apparatur waren für den Beginn der Experimentierphase Experimente mit Rb geplant. Der Umstieg auf Zwei-Spezies-Experimente sollte im Anschluss erfolgen. Daraus ergab sich die Idee, das Lasersystem weitestgehend in einen Teil für Rb und einen für K zu halbieren. Somit sollte es möglich sein, schneller ein für die Rb-Spektroskopie einsetzbares Lasersystem zu erhalten. Um von den mit diesem Lasersystem gewonnen Erkenntnissen beim Aufbau der zweiten Hälfte für die K-Spektroskopie profitieren zu können, sollten beide Teile zudem weitestgehend symmetrisch sein. Eine Abweichung von der Symmetrie gab es bei den Systemen zur Erzeugung der Frequenzen für die Raman-artigen Strahlteiler für Rb und K. Diese Systeme erzeugen jeweils eine zweite Frequenz mit phasenstabiler Differenzfrequenz relativ zur Emissionsfrequenz eines MOPA-Lasermoduls und überlagern beide Strahlen. Um dabei zusätzliche Anforderungen an die mit den Lasermodulen erreichbaren Regelbandbreiten zu vermeiden, werden die beiden in Abschnitt 3.1.2 vorgestellten alternativen Stabilisierungsmethoden genutzt. Auf Grund der unterschiedlichen Grundzustandsaufspaltung der beiden Spezies (Tab. 3.1) ist die Frequenzverschiebung mittels AOM nur bei K nutzbar [75]. Für Rb wird das *injection locking* genutzt [76]. Im weiteren Verlauf sollen die beiden Raman-Systeme [75, 76] ebenfalls als *blackbox* betrachtet werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die Abbildung ist in vier Abschnitte unterteilt: links die Erzeugung und Frequenzstabilisierung des Laserlichts mit den „Lichtquellen“, anschließend „Überlagern, Schalten, Aufteilen“ für die Bereitstellung von Licht mit den benötigten Frequenz- und Leistungskombinationen an den Ausgängen des Lasersystems, gefolgt von den „Faserverbindungen“ zwischen dem Lasersystem und dem „Experiment“ mit den verschiedenen Anschlüssen am *physics package*. Nachfolgend soll nun auf Schlüsselemente des Aufbaus eingegangen werden.

Das Licht für das Experiment wird von jeweils drei MOPAs bereitgestellt. Die Emissionsfrequenzen dieser Laser werden relativ zu einem Referenzlaser stabilisiert (Frequenzversatz-Stabilisierung). Zu diesem Zweck wird die Differenzfrequenz über eine Schwebungsmessung ermittelt. Da der Frequenzversatz-Detektor, im wesentlichen ein Frequenzzähler, keine Information über das Vorzeichen der Frequenzdifferenz liefert, muss verhindert werden, dass beim Verstimmen der Laser

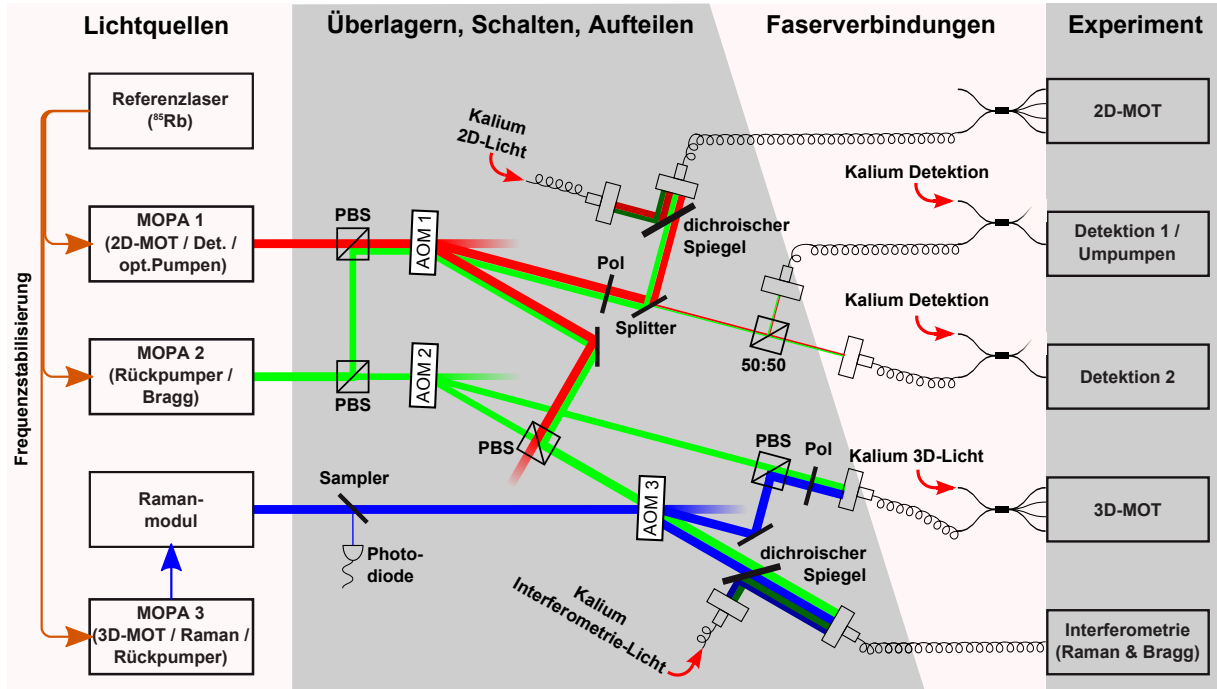


Abbildung 3.7.: Prinzipbild des Lasersystems: Rb-Teil und Überlagerung mit K-Licht

während der experimentellen Sequenz Nulldurchgänge in der Frequenzdifferenz auftreten⁸. Auf Grund der im Experiment benötigten Laserfrequenzen (Abb. 3.3) ist diese Anforderung mit einer direkten Stabilisierung des Referenzlasers auf einen Übergang der ^{87}Rb D_2 -Linie nicht möglich. Durch die Stabilisierung des Referenzlasers auf eine Überlagerung der $5^2S_{1/2}$ $F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ $F'=3$ & $F'=4$ Übergänge von ^{85}Rb kann dieses Problem umgangen werden, da die resultierende Frequenz des Referenzlasers (vgl. [77]) nun einige GHz von allen im Experiment benötigten Frequenzen entfernt liegt.

Nach dem Durchgang des Lichtes des MOPA 3 durch das Raman-Modul [76], das die zweite Frequenz zum Treiben der Raman-Übergänge ergänzt, stehen alle benötigten Frequenzen zur Verfügung und die Lichtfelder müssen nur noch geeignet überlagert, geschaltet und aufgeteilt werden. Um einen kompakten und stabilen Aufbau zu ermöglichen, sind so viele Strahlaufteilungen und -überlagerungen wie möglich mit Hilfe kommerzieller Komponenten innerhalb der Faserverbindungen zum Experiment realisiert. An einigen Stellen ist dies jedoch nicht möglich. So wäre beispielsweise die Überlagerung der beiden Wellenlängen (767 nm und 780 nm) vor der Interferometrie ohne dichroischen Spiegel bzw. Filter nur mit Verlusten möglich. Derartige Komponenten waren zum Zeitpunkt der Planung nicht fasergekoppelt erhältlich.

Das Schalten wird mit Hilfe von AOMs realisiert, bei denen zwischen drei Zuständen geschaltet wird: (1) AOM aus, d.h. der Strahl geht unverändert durch den AOM (0. Ordnung) und wird anschließend geblockt (nicht dargestellt); (2) AOM bei Frequenz f_1 , d.h. der Strahl wird um Winkel α_1 gebeugt und um f_1 frequenzverschoben; (3) AOM bei Frequenz f_2 , d.h. der Strahl

⁸Sprünge im Vorzeichen der Differenzfrequenz sind realisierbar.

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

wird um Winkel α_2 gebeugt und um f_2 frequenzverschoben. In den Zuständen (2) und (3) wird das Licht an die entsprechenden Experimentteile weitergeleitet. Bei der Planung wurde auch geprüft, ob das reine Schalten durch kommerzielle Faserschalter realisierbar sei. Die im Rahmen des Verbundprojektes bis zu jenem Zeitpunkt durchgeführten Tests von Faserschaltern mit hinreichendem Auslöschungsverhältnis deuteten jedoch auf eine unzureichende mechanische Stabilität für den Einsatz am Fallturm hin⁹, weshalb auf den Einsatz derartiger Komponenten verzichtet wurde.

Da die Wahl zwischen Bragg- und Raman-artigen Strahlteilern ohne physisches Umstecken von Faserverbindungen möglich sein sollte und, wie oben beschrieben, keine Faserschalter zur Verfügung standen, erfolgt die Überlagerung an AOM 3. Für Raman-artige Strahlteiler wird AOM 3 mit der entsprechenden Frequenz betrieben, um den Strahl (blauer Pfad) zum Interferometriausgang zu beugen. Für Bragg-artige Strahlteiler bleibt AOM 3 aus. Dies führt dazu, dass das Licht des Raman-Moduls vollständig durch den AOM transmittiert und dahinter geblockt wird. Zusätzlich wird das Bragg-Licht (grüner Pfad) so eingestrahlt, dass es nach ungebeugtem Durchgang durch den ausgeschalteten AOM 3 zum Interferometriausgang gelangt.

Bei der Erzeugung des Bragg-Lichts (grüner Pfad) werden die AOMs neben dem Schalten auch zur Erzeugung der benötigten Frequenzverschiebung genutzt. So lässt sich die geringe Frequenzdifferenz (einige 10 kHz vgl. 3.1.2) der beiden Strahlen für die Bragg-Strahlteiler dadurch erzeugen, dass Licht von MOPA 2 (grüner Pfad) aufgeteilt, durch AOM 1 bzw. AOM 2 geleitet und anschließend überlagert wird, wobei beide AOMs mit Frequenzen mit der entsprechenden Differenz betrieben werden.

Angemerkt sei hier, dass das letztendlich implementierte und in Abb. 3.7 dargestellte Konzept leicht vom ursprünglich im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzept abweicht. Zunächst wurden, in Absprache mit den Kollegen der LUH, sowohl für die $2D^+$ - als auch für die 3D-MOT gekreuzte Polarisationen von Kühllicht und Rückpumper vorgesehen. Im Rahmen der Tests des neuen Lasersystems (vgl. 6.2) hat sich gezeigt, dass diese Konfiguration zwar funktioniert, eine parallele Überlagerung jedoch günstiger ist. Aus diesem Grund wurde das ursprüngliche Konzept leicht modifiziert, indem in den Pfaden zur $2D^+$ - und zur 3D-MOT Polarisatoren nach der Überlagerung von Kühl- und Rückpumplicht ergänzt wurden. Hier und im Folgenden wird dieses modifizierte Konzept dargestellt.

3.4. Systemdesign

In diesem Abschnitt soll die Umsetzung des im vorherigen Abschnitt erläuterten Konzepts dargestellt werden. Zur Vereinfachung des Aufbaus des Lasersystems erfolgte die Umsetzung modular bzgl. Funktion und Spezies. Das sich somit ergebende Gesamtsystem ist in Abb. 3.8 gezeigt. Es besteht aus zwei Referenzlasermodulen, zwei MOPA-Modulen, zwei Raman-Modulen und zwei Aufteilungsmodulen. Für den Aufbau der einzelnen Module sei hier noch einmal an die äußeren Anforderungen (vgl. Tabelle 3.3) bezüglich Stabilität und Volumen erinnert.

Um die benötigte mechanische Stabilität (vgl. Tabelle 3.3) zu erreichen, wird auf im Fall-

⁹Zum Zeitpunkt des Schreibens dieser Arbeit sind Faserschalter mit hinreichender mechanischer Stabilität kommerziell erhältlich.

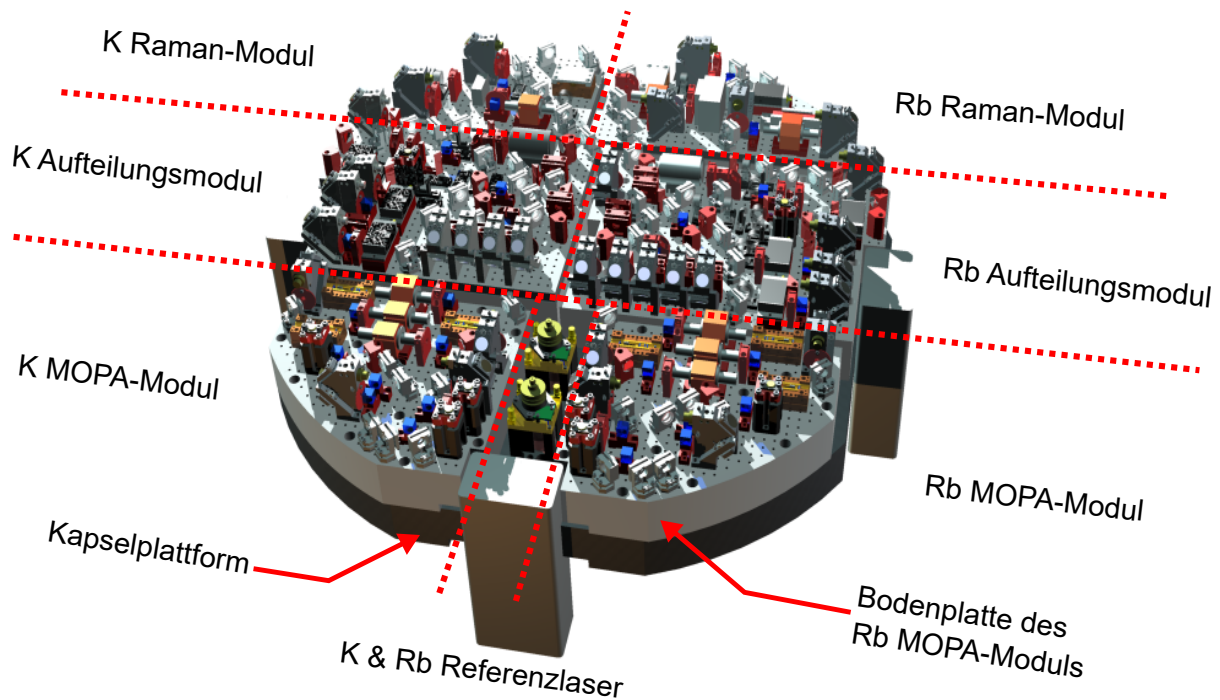


Abbildung 3.8.: Lasersystem - Gesamtsystem auf Kapselplattform

turm bewährte Opto-Mechanik (Wellenplattenhalter, PBS-Halter¹⁰, ...) mit Strahlhöhe 2 cm zurückgegriffen. Diese Komponenten wurden ursprünglich von Thilo Schuldt für QUANTUS-1 entworfen und anschließend von Wojciech Lewoczko-Adamczyk ([40], QUANTUS-1) und Malte Schmidt ([78], *Gravimetric Atom Interferometer* (GAIN)) weiterentwickelt. Darüber hinaus werden für die Module mit Ausnahme der Referenzlaser 5 cm dicke Bodenplatten aus Aluminium mit einer Wabenstruktur genutzt. Dieser Aufbau hatte sich bei einer Vergleichsuntersuchung im Rahmen der Bachelorarbeit von Kai Lampmann [79] als bester Kompromiss zwischen Gewicht und Stabilität erwiesen.

Auf Grund des begrenzten Fläche auf der Kapselplattform wird auf seitlich an den Modulen angebrachte Faserkopplungen verzichtet. Stattdessen werden Fasern und elektrische Zuleitungen in einer Ebene oberhalb des Strahlengangs geführt. Da insgesamt aber nur 12 cm in der Höhe zur Verfügung stehen, erforderte diese Entscheidung die Neuentwicklung einiger opto-mechanischer Komponenten, die im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt werden.

Zunächst sollen hier aber die im Rahmen dieser Arbeit geplanten MOPA- und Aufteilungsmodule vorgestellt werden. Die entsprechenden Zeichnungen mit den Strahlengängen sind in Abb. 3.9 bzw. 3.10 abgebildet. Für die Raman-Module sei auf die Masterarbeiten von Christoph Grzeschik [76] und Anna-Lotta Geyssel [75] verwiesen, die unter Leitung von Prof. Achim Peters, Ph.D. durch Markus Krutzik (QUANTUS-1) betreut wurden.

¹⁰polarisierender Strahlteiler (*polarizing beam splitter*) (PBS)

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

Das MOPA-Modul (Abb. 3.9) beherbergt die drei als Lichtquellen für das Experiment dienenden MOPAs. Das von ihnen emittierte Licht wird nach dem Durchgang durch einen optischen Isolator aufgeteilt, wobei der Großteil des Lichtes mit Hilfe eines Periskops (vgl. Abschnitt 3.5.1) in eine Faser gekoppelt wird. Ein kleiner Teil des Lichts jedes MOPAs wird mit Licht vom Referenzlaser auf einer schnellen Photodiode überlagert, um die Differenzfrequenz zählen und stabilisieren zu können.

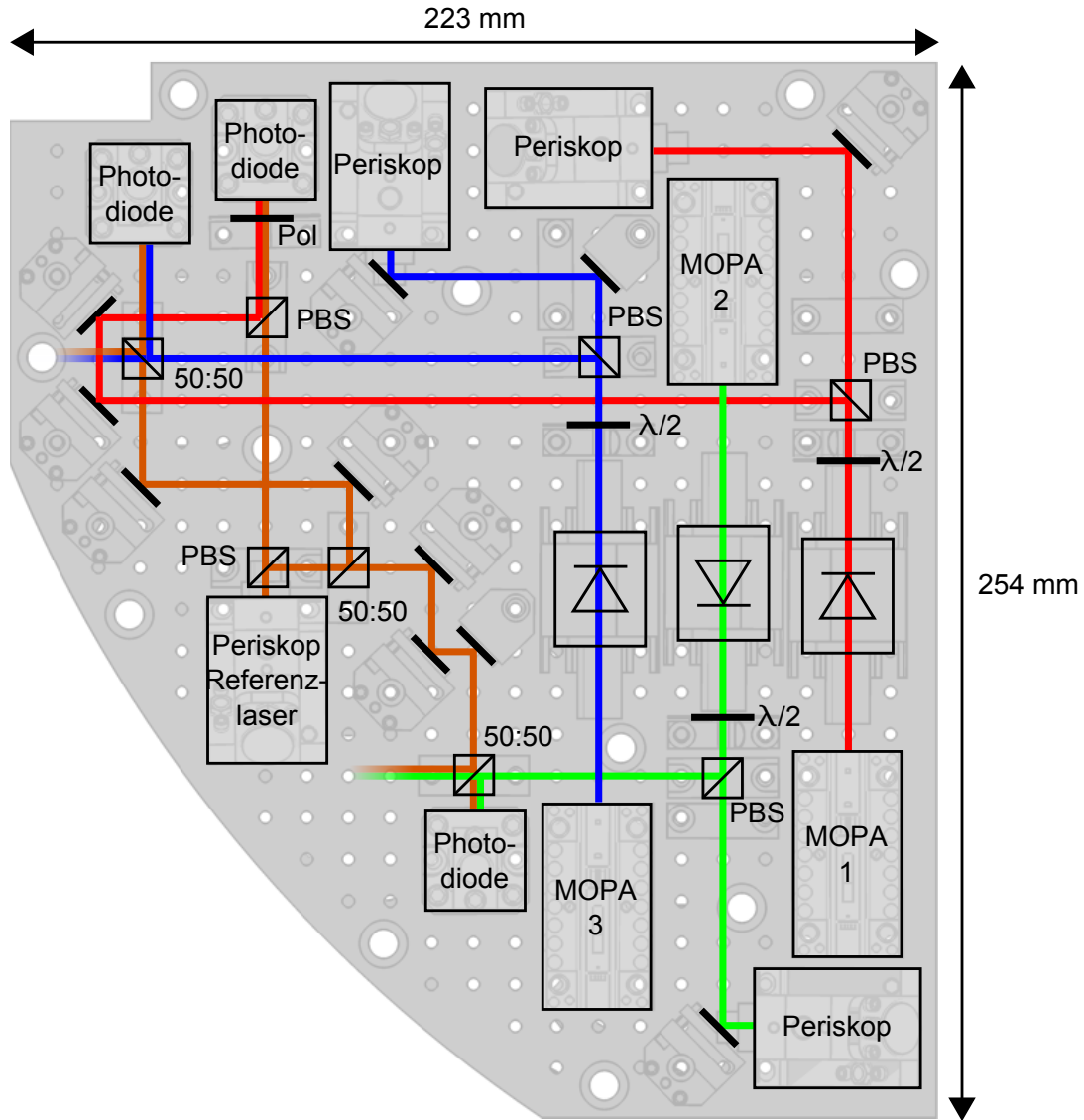


Abbildung 3.9.: Lasersystem - Rb MOPA-Modul

Das Aufteilungsmodul (Abb. 3.10) übernimmt, wie in Abb. 3.7 dargestellt, das Überlagern, Schalten und Aufteilen des Lichts. Dazu wird das von den MOPAs kommende Licht¹¹ über

¹¹Das Licht von MOPA 3 durchläuft zuvor das Raman-Modul.

Periskope ausgekoppelt. Anschließend werden die Strahlen mit Hilfe von drei AOMs und diversen Strahlteilern und Spiegeln in die gewünschten räumlichen Überlagerungen gebracht. In die zur Experimentierkammer führenden Fasern bzw. Fasersplitter wird das Licht wieder über Periskope eingekoppelt.

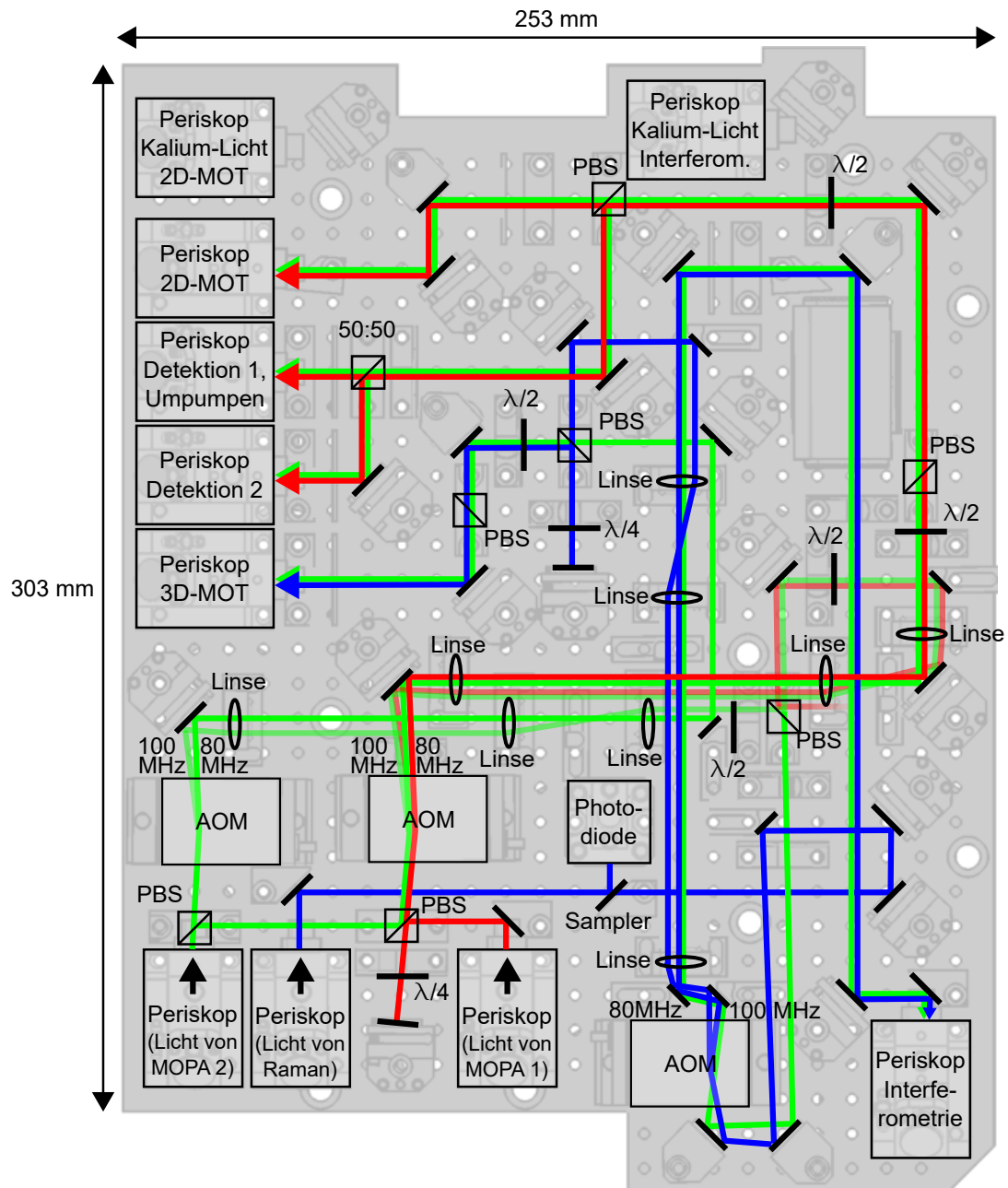


Abbildung 3.10.: Lasersystem - Rb Aufteilungsmodul

3.5. Schlüsselkomponenten

In diesem Abschnitt sollen einige der Schlüsselkomponenten vorgestellt werden, die das soeben vorgestellte Lasersystemdesign ermöglicht haben. Dazu zählen im Rahmen dieser Arbeit entwickelte opto-mechanische Komponenten und die Referenzlaser. Die wichtigste Komponente – der MOPA – wird in Kapitel 4 gesondert behandelt.

3.5.1. Neu entwickelte Opto-Mechanik

Im Rahmen des Designs des Lasersystems mussten aus den in 3.4 beschriebenen Gründen diverse opto-mechanische Komponenten neu- bzw. weiterentwickelt werden. Dies umfasst:

- justierbare Spiegelhalter
- Linsenhalter
- Halter für Strahlteiler
- Strahlfallen
- Halterungen für die MOPAs
- Kabelträger
- Periskope für die Faserkopplung
- Photodiodenhalter

Beispielhaft für diese Entwicklungen werden nachfolgend ein Periskop und ein Photodiodenhalter vorgestellt.

Periskop

Dieser Aufbau wird zur Kopplung von Licht aus dem Lasersystem in eine oberhalb des Strahlenganges befindliche optische Faser benötigt. Er kann auch für die Einkopplung von Strahlung aus einer Faser in den Aufbau genutzt werden. Diese Aufgaben sollten möglichst kompakt umgesetzt werden. In dem in Abb. 3.11 gezeigten Periskop erfolgt die Faserkopplung mit Hilfe kommerzieller Faserkollimatoren der Serie 60FC der Firma Schäfter und Kirchhoff, in denen eine entlang der Faserachse justierbare Linse integriert ist. Die Hauptaufgabe des Periskops besteht neben der mechanischen Aufnahme des Faserkollimators in der Umlenkung und Justage des Strahls. Diese erfolgt über zwei Spiegel, die sich je um eine Achse drehen lassen. Die Achsen sind um 90° gegeneinander verkippt, so dass sich mit beiden Spiegeln die Strahlrichtung einstellen lässt. Somit wird nur noch ein justierbarer Spiegel vor dem Periskop benötigt, um alle für die Justage nötigen Freiheitsgrade bereitzustellen. Die integrierten Spiegelhalter verfügen, wie bei QUANTUS-Aufbauten üblich, neben der Justierschraube auch über je zwei Fixierschrauben. Um eine hohe mechanische Stabilität zu erreichen, wird der Grundkörper des Periskops aus einem Stück (Titan) gefertigt. Die mechanische Stabilität wurde bereits vor dem Einbau in das QUANTUS-2-Lasersystem im Rahmen der Bachelorarbeit von Kai Lampmann [79] getestet. Für einen möglichst kompakten Gesamtaufbau ist in das Periskop auch ein Drehhalter für z.B. Wellenplatten oder Polarisatoren integriert.

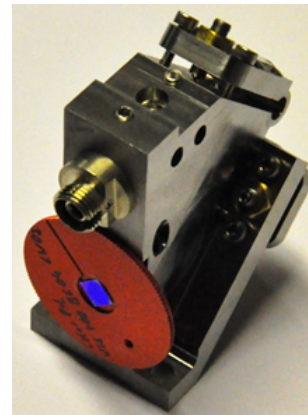
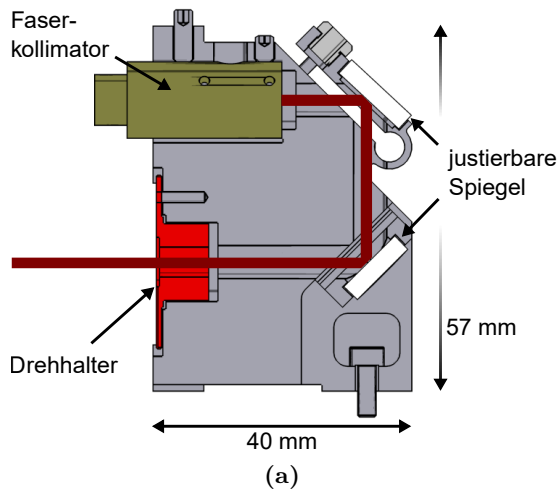


Abbildung 3.11.: Periskop in Schnittansicht (a) und als Photo (b)

Photodiodenhalter

Dieser Aufbau stellt eine Erweiterung des von Malte Schmidt für GAIN [78] entwickelten Halters für die schnelle Photodiode G4176-03 der Firma Hamamatsu dar. Diese wird im Lasersystem zur Aufnahme von Schwebungssignalen für die Frequenzstabilisierung genutzt. Entsprechend der Vorgabe, die Kabel oberhalb des Strahlenganges zu führen, ist die Photodiode so positioniert, dass der SMA-Anschluss direkt nach oben zeigt (siehe Abb. 3.12). Zu diesem Zweck wird der Strahl mit einem Spiegel umgelenkt. Vor dem Spiegel ist eine Linse (Thorlabs LA1289-B) angebracht, die den Strahl auf die Photodiode fokussiert. Wie bei dem Halter in GAIN kann die Photodiode noch leicht verschoben werden, um eine Positionierung auf der Strahlachse zu ermöglichen.

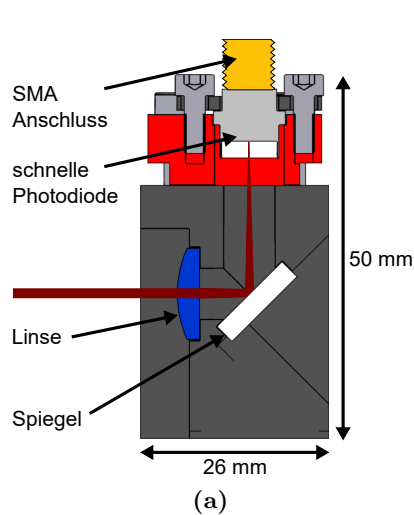


Abbildung 3.12.: Photodiodenhalter in Schnittansicht (a) und als Photo (b)

3. Ein kompaktes robustes Lasersystem für QUANTUS-2

3.5.2. Referenzlaser

Der Begriff Referenzlaser beschreibt ein Modul, das sowohl eine Strahlquelle als auch eine Spektroskopiezelle zur Stabilisierung der Emissionsfrequenz der Strahlquelle enthält und einen Teil des erzeugten Lichtes in einer optischen Faser zur Verfügung stellt. Wie bereits zuvor erwähnt, wurde auch für die Referenzlaser ein kompakterer Aufbau benötigt, als ihn die QUANTUS-1-Apparatur (Abb. 3.13a) bietet. Ein entsprechend kompaktes Design für den Referenzlaser wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Aufgebaut wurde der Rb-Referenzlaser (Abb. 3.13b) im Rahmen der Masterarbeit von Kai Lampmann [80]. Nachfolgend soll nun eine kurze Übersicht über zentrale Elemente des Referenzlasers gegeben werden. Für eine detaillierte Darstellung sei auf die o.g. Masterarbeit verwiesen.

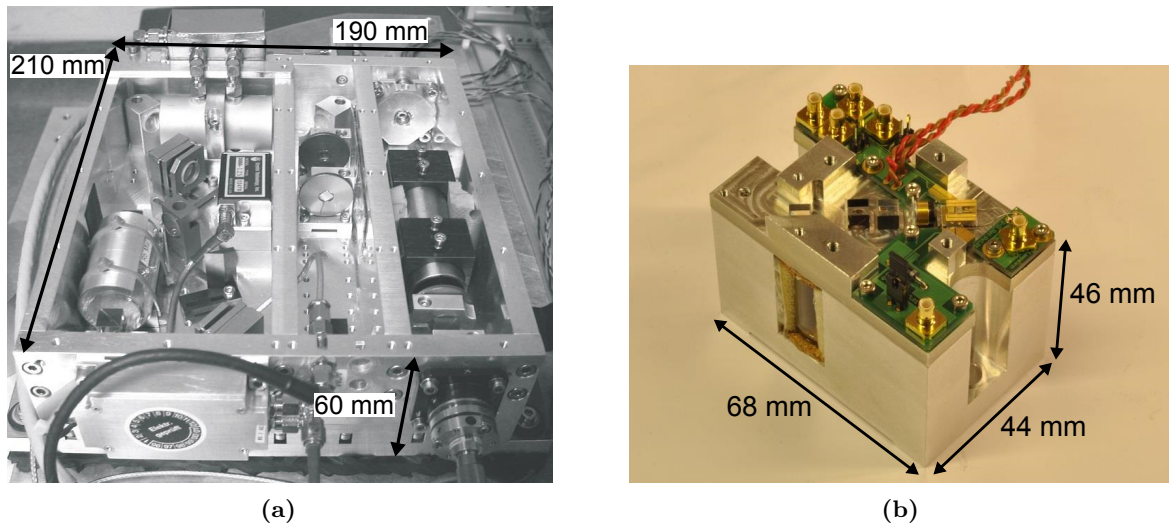


Abbildung 3.13.: Die Referenzlaser (a) von QUANTUS-1 (angepasste Abbildung aus [36]) und (b) von QUANTUS-2 (hier ohne Faserkoppler gezeigt)

Die Frequenzstabilisierung des Referenzlasers basiert auf der Frequenz-Modulations-Spektroskopie (FMS) [81]. Die benötigte Frequenzmodulation wird in diesem Aufbau über eine Modulation des Injektionsstromes der Laserdiode realisiert. Sowohl die Aufnahme des Doppler-verbreiterten als auch des Doppler-freien Spektroskopiesignals ist mit diesem Design möglich. Die geometrische Anordnung von Laserdiode, Spektroskopiezelle und Faserausgang ist in Abb. 3.14a dargestellt. Die senkrecht nach oben gerichtete Orientierung des justierbaren Faserkopplers (Schäfter und Kirchhoff 60SMS) ist möglich, da die Referenzlaser im Gegensatz zum Rest des Lasersystems nicht auf einer gesonderten Bodenplatte stehen. Der Grundkörper (mit der Spektroskopiezelle) übernimmt hier die mechanische Funktion der Bodenplatte.

Ebenfalls erwähnt sei an dieser Stelle, dass die Laserdiode mit ihrem Submount¹² direkt auf einem 6 mm × 8 mm großen Peltierelement (UEPT-1RE-023-020C200M von uwe electronic) sitzt, siehe Abb. 3.14b. Durch den zusätzlich integrierten Temperatursensor ist somit eine sehr schnelle Temperaturregelung möglich, die verglichen mit einer Stabilisierung des gesamten Moduls

¹²Der Submount besteht aus einem 1 mm dicken AlN-Plättchen, das mit Gold beschichtet ist.

3.6. Resümee der Entwicklung des kompakten robusten Lasersystems für QUANTUS-2

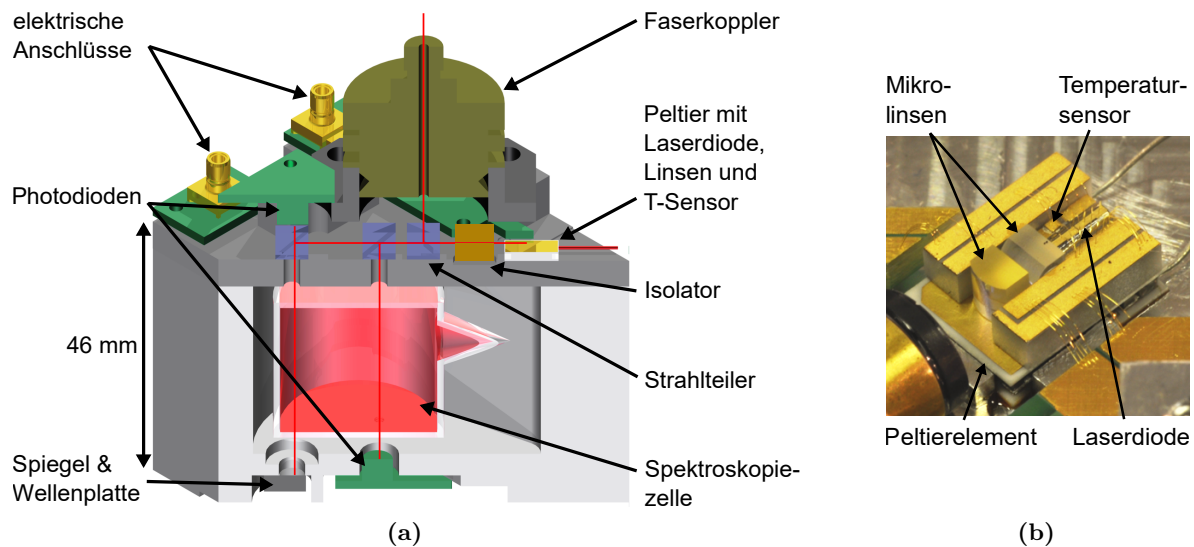


Abbildung 3.14.: Referenzlaser in Schnittansicht (a) und Detailansicht des Peltierelements mit Laserdiode und Linsen (b)

auch unempfindlicher auf Schwankungen der Umgebungstemperatur ist. Dieses Design wurde zeitlich nach dem des im folgenden Kapitel vorgestellten MOPAs entwickelt und stellt schon einen Ausblick auf aktuelle bzw. zukünftige Lasermodule dar, die ein ähnliches Konzept nutzen. Im Referenzlaser wurden auch die Kollimationslinsen auf dem Peltierelement platziert, um unempfindlich gegen u.U. auftretende Höhenänderungen des Peltierelements zu sein. Dadurch würde eine Höhenänderung nur zu einem Strahlversatz (klein gegen den Durchmesser) führen und nicht zu einer Winkeländerung, die nicht mehr klein gegen den Divergenzwinkel wäre. Der räumliche Versatz ist für die Stabilität der Faserkopplung somit unkritisch.

Das vorgestellte Referenzmodul ermöglicht die fasergekoppelte Bereitstellung frequenzstabilisierten Lichts in einem robusten und kompakten Aufbau (Grundfläche $44\text{ mm} \times 68\text{ mm}$). Verglichen mit dem Referenzmodul aus QUANTUS-1 (Abb. 3.13a) entspricht dies einer Reduktion des Formfaktors um mehr als Faktor 10. Das neue Referenzmodul erfüllt damit die Anforderungen für den Einsatz im QUANTUS-2 Lasersystem.

3.6. Resümee der Entwicklung des kompakten robusten Lasersystems für QUANTUS-2

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasersystem konzeptionell entwickelt und mechanisch designet, das die funktionalen Anforderungen (vgl. Abschnitt 3.1) für den Betrieb eines Zwei-Spezies-BEC- und Interferometrie-Experiments erfüllt. Das System wurde dabei so ausgelegt, dass es die Anforderungen für den Einsatz auf dem Katapult des Bremer Fallturms (vgl. Abschnitt 3.2) erfüllt. Die Entwicklung und insbesondere die Umsetzung eines derart kompakten Lasersystems war jedoch nur möglich durch die parallele Entwicklung entsprechend kompakter Strahlquellen, die im nachfolgenden Kapitel vorgestellt werden.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

Die Umsetzung des im vorherigen Kapitel beschriebenen Lasersystems erforderte die Entwicklung kompakter und leistungsstarker Strahlquellen, um die funktionalen und mechanischen Anforderungen erfüllen zu können. Die speziell für diese Anwendung entwickelten Lasermodule werden in diesem Kapitel beschrieben. Zunächst werden die Anforderungen an die Strahlquellen aus den Anforderungen an das Lasersystem abgeleitet. Anschließend wird erst das grundlegende Konzept und dann der daraus resultierende Aufbau der Lasermodule vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sämtliche Lasermodule (Einsatz und Reserve) für den Rb-Teil des QUANTUS-2-Lasersystems aufgebaut. Ebenso wurden baugleiche Lasermodule für Labortests, mechanische Belastungstests und funktionale Tests an der Apparatur QUANTUS-1 aufgebaut.

In diesem Kapitel werden auch die elektro-optische Performance der Lasermodule sowie der Einfluss von Umweltbelastungstests auf diese Performance und auf die mechanische Integrität der Lasermodule beschrieben. Die spektralen Charakteristika der Lasermodule werden zunächst anhand von Labormessungen erläutert. Die Beschreibung mechanischer Belastungstests, mit denen die Eignung dieses Lasermodultyps für den Katapultbetrieb am Bremer Fallturm und darüber hinaus verifiziert werden konnte, bildet den Abschluss des Kapitels.

4.1. Anforderungen

In Abschnitt 3.1 wurden bereits die Anforderungen an das Lasersystem dargelegt. Einige davon lassen sich direkt auf die benötigten Lasermodule übertragen. Dies ist für die äußeren Anforderungen in Tabelle 4.1 dargestellt und für die funktionalen Anforderungen in Tabelle 4.2.

Anforderung Lasersystem		Anforderung Lasermodul
begrenztes Volumen (Lasermodule aus QUANTUS-1 zu groß)	⇒	keine absolute Grenze für Lasermodul, aber im geplanten mechanischen Design des Lasersystems: maximale Grundfläche 30 mm × 60 mm
Einsatz im Katapultbetrieb	⇒	robust, d.h. Beschleunigungen von bis zu 30 <i>g</i> in Funktion überstehen
Leistungsaufnahme nach oben limitiert, da Fallturm- bzw. Katapultbetrieb batteriebetrieben	⇒	bisher keine harte Grenze, aber Energieeffizienz gefordert

Tabelle 4.1.: Äußere Anforderungen Lasermodul

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

Anforderung Lasersystem	Anforderung Lasermodul
Einstellen von und Betrieb bei definierten optischen Frequenzen	\Rightarrow spektral mono-modige Emission \Rightarrow modensprungfreier Durchstimmbereich größer als die Aufspaltung des Grundzustandes (für ^{87}Rb 6,8 GHz) \Rightarrow Stabilisierbarkeit auf eine definierte Frequenz
Einsatz zum Kühlen und zur Detektion	\Rightarrow Linienbreite des Lasers $< 2,5\text{ MHz}$ (Rb) bzw. $< 1,5\text{ MHz}$ (K)
Leistung in der Experiment- Kammer $> 100\text{ mW}$	\Rightarrow unter Berücksichtigung zusätzlicher Verluste durch Fa- serkopplungen (direkt und im Verteiler-Modul) und am AOM ergibt sich Leistungsbedarf von 1 W und mehr

Tabelle 4.2.: Funktionale Anforderungen Lasermodul

Wie im nachfolgenden Abschnitt dargestellt wird, machte die Kombination dieser Anforderungen eine Neuentwicklung der Lasermodule erforderlich. Die entsprechend entwickelten Lasermodule werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Eine Beschreibung ist auch in der dazu im Rahmen dieser Dissertation entstandenen Veröffentlichung [82] zu finden.

4.2. Konzept der MOPA-Lasermodule

Die geforderte Kombination aus großer mechanischer Stabilität, geringer Größe und hoher Energieeffizienz kann am besten durch den Einsatz von Halbleiterlasern [83] realisiert werden. Deren Funktionsweise soll nachfolgend kurz erläutert werden. Detaillierte Erläuterungen finden sich in einer Vielzahl von Büchern, z.B. in [84, 85] und [86], woran sich die nachfolgende Darstellung anlehnt. Anschließend wird das Konzept zur Umsetzung der zuvor genannten Anforderungen (vgl. 4.1) mit Halbleiterlasern erläutert.

An dieser Stelle sei noch kurz auf die im Folgenden zur Bezeichnung der Orientierung verwendete Nomenklatur hingewiesen. Der Begriff „vertikal“ bezeichnet die Achse senkrecht zur Ebene des pn-Übergangs. „lateral“ bedeutet die Richtung in der Ebene des pn-Übergangs und senkrecht zur Lichtausbreitung. Die Richtung der Lichtausbreitung definiert die „longitudinale“ Achse.

4.2.1. Halbleiterlaser

Für das Zustandekommen von Laser-Emission gibt es zwei Voraussetzungen: stimulierte Emission des verstärkenden Materials und die Rückkopplung durch einen optischen Resonator [86]. Als Halbleitermaterial wird im Wellenlängenbereich zwischen 700 nm und 1100 nm meist GaAs oder eine daraus abgeleitete ternäre Verbindung im Bereich der III/V-Halbleiter genutzt. Für die im Rahmen dieser Arbeit relevante Emission bei 780 nm wird entsprechend GaAsP in Kombination mit AlGaAs verwendet.

Grundsätzlich basiert die Emission von Photonen in einem Halbleiter auf der Rekombination von Elektronen und Löchern. Ein Vorteil von Halbleiterlasern gegenüber anderen Lasertypen besteht darin, dass dieser Vorgang elektrisch gepumpt werden kann, indem ein pn-Übergang,

also der Übergang von p- zu n-dotiertem Material, in Durchgangsrichtung gespannt wird. Um eine hohe Effizienz zu erreichen, versucht man den Raumbereich, in dem die Rekombination stattfindet, einzuengen. Zu diesem Zweck werden heutzutage meist Quantentöpfe (*quantum wells*, QW) genutzt. Diese werden durch dünne Schichten nicht dotierten Materials gebildet, die zwischen den p- und n-dotierten Schichten liegen. Diese vertikale Schichtfolge wird als Vertikalstruktur bezeichnet.

Die Vertikalstruktur wird epitaktisch gewachsen (z.B. mittels metallorganische Dampfphasenepitaxie (*metal organic vapor phase epitaxy*, MOVPE [85])). Sie umfasst meist deutlich mehr als die bisher skizzierten Einzelschichten und dient neben den bereits beschriebenen Zwecken auch der Ladungsträgerleitung und der Führung des optischen Feldes. Um eine Wellenführung in vertikaler Richtung zu erzielen, wird die aktive Zone mit dem oder den QW in eine Schichtfolge mit abnehmendem Brechungsindex eingebettet.

Die Wellenführung in lateraler Richtung ist auf zwei Arten möglich. Zum einen kann der effektive Brechungsindex von Wellenleiterschicht und aktiver Zone in lateraler Richtung durch entsprechende Prozessierung lokal geändert, also verringert, werden. Dazu wird Material abgetragen (z.B. durch Ätzen) und durch Material mit geringerem Brechungsindex (z.B. Luft) ersetzt. Daraus ergibt sich in den Schichten direkt unter dem derart prozessierten Bereich ein relativ zur lateralen Umgebung verringerter effektiver Brechungsindex, so dass effektiv ein Wellenleiter entsteht. Da die daraus resultierende Wellenleitung auf dem Brechungsindex beruht, spricht man vom *index guiding*. Zum anderen kann genutzt werden, dass der Brechungsindex im elektrisch gepumpten Bereich auf Grund der höheren Temperatur höher ist als der im kälteren ungepumpten Bereich¹. Die Größe und Form des gepumpten Bereichs kann bei der Prozessierung durch das Einbringen einer parallel zur pn-Ebene geeignet strukturierten, elektrisch isolierenden Schicht definiert werden. Auf diese Weise lässt sich das gepumpte Volumen und damit die optische Verstärkung in lateraler Richtung festlegen. Die daraus resultierende „Wellenführung“ bezeichnet man als *gain guiding*. In der verbleibenden longitudinalen Richtung kann ein Resonator z.B. durch die Facetten des Diodenchips gebildet werden, die je nach Bedarf ver- oder entspiegelt werden können (Fabry-Pérot Diodenlaser). Einige alternative Aufbauten werden in Abschnitt 4.2.3 vorgestellt. So können z.B. externe Spiegel genutzt werden (ECDL) oder im Chip Spiegel in Form von Bragg-Gittern erzeugt werden (DBR- oder DFB-Diodenlaser). Dies ist durch eine in longitudinaler Richtung periodische Modulation des effektiven Brechungsindex möglich, die sich z.B. analog zum Vorgehen beim *index guiding* erzeugen lässt.

4.2.2. Das MOPA-Konzept

Für einen möglichst kompakten und robusten Aufbau würde man idealerweise eine einzelne Laserdiode nutzen. Laserdioden, die eine Ausgangsleistung im Watt-Bereich liefern, emittieren leider üblicherweise nicht spektral mono-modig [87]. Somit könnte eine zentrale Anforderung an die Strahlquelle (vgl. 4.1) nicht erfüllt werden.

Einen Ausweg bietet das *Master Oscillator Power Amplifier* (MOPA)-Konzept. Hierbei dient eine Strahlquelle mit den gewünschten spektralen Eigenschaften aber geringer Ausgangsleistung

¹Es treten mehrere Effekte auf, die den Brechungsindex unterschiedlich beeinflussen, jedoch dominiert oberhalb der Schwelle üblicherweise dieser den Brechungsindex erhöhende Effekt [86].

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

als Master Oszillator (MO). Deren Emission wird anschließend in einem Verstärker (*power amplifier*, PA) verstärkt, ohne dass die spektralen Eigenschaften signifikant verändert werden. In monolithischen Realisierungen dieses Konzepts mit hohen Ausgangsleistungen wird die Emissionsfrequenz und Linienbreite des MO allerdings oft durch Kopplung von verstärkter spontaner Emission (*amplified spontaneous emission*, ASE) aus dem Verstärker in den MO oder durch optische Rückkopplung von der Austrittsfläche des PA gestört [88]. Umgehen lassen sich diese Störeinflüsse durch den Einsatz zweier getrennter Chips für MO und PA, zwischen denen ein optischer Isolator platziert wird.

Nachfolgend soll kurz die Auswahl der Lasertypen von MO und PA für die im Rahmen dieser Arbeit umgesetzte Realisierung des MOPA-Konzeptes erläutert werden.

4.2.3. Auswahl des Master Oszillators (MO)

Gefordert ist eine spektral-schmalbandige Emission in nur einer Lasermode. Das Verstärkungsprofil der Halbleiterchips hat üblicherweise eine Breite im nm-Bereich. Der durch den Fabry-Pérot-Laserresonator gegebene freie Spektralbereich jedoch erreicht selbst bei nur mm-großen Aufbauten maximal einige 10 pm. Somit können in einem Fabry-Pérot-Laserchip mehrere Resonatormoden anschwingen. Dies lässt sich nur durch das Einbringen eines zusätzlichen frequenzselektiven Elements unterbinden. Dieses kann auf verschiedene Weisen in den Halbleiterlaser integriert werden. Die drei bekanntesten werden im Anschluss vorgestellt und im Hinblick auf ihre Eignung für den Einsatz in QUANTUS-2 bewertet.

Angemerkt sei, dass alle drei für den MO evaluierten Konzepte Halbleiterchips mit einem Rippenwellenleiter [89] nutzen. Dieser bewirkt eine stufenartige Modulation des effektiven Brechungsindex und ermöglicht dadurch das *index guiding* für die laterale Wellenführung. Ein hinreichend schmaler Rippenwellenleiter erlaubt eine lateral mono-modige Emission, was die nachfolgende Einkopplung in den Verstärker erleichtert.

Darüber hinaus sei an dieser Stelle bereits darauf hingewiesen, dass die geforderte Stabilisierbarkeit der Emissionsfrequenz auf definierte Werte (Tabelle 4.2) mit Lasern aller drei Konzepte über den Injektionsstrom realisiert werden kann. Weitergehende Anforderungen an die Regelbarkeit des MO bestehen auf Grund des Konzepts für das QUANTUS-2-Lasersystem (vgl. Abschnitt 3.3) nicht.

Extended Cavity Diode Laser (ECDL)

Bei diesem Lasertyp wird der Resonator über den Halbleiterchip hinaus verlängert. Dazu wird eine Facette entspiegelt und ein externer Reflektor genutzt. Dies dient der Verringerung der Linienbreite, die in einem solchen Aufbau mit $1/L_{\text{extended}}^2$ skaliert [90, 91], wobei L_{extended} die optische Gesamtlänge des Resonators ist. In den Resonator können nun frequenzselektive Elemente wie Gitter [92] (Abb. 4.1a) oder Filter [93, 94] (Abb. 4.1b) eingebracht werden. Alternativ kann der externe Reflektor selbst durch ein frequenzselektives Element wie ein Gitter gebildet werden [95] (Abb. 4.1c).

Dieser Lasertyp kann Linienbreiten liefern, die deutlich unter den in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen liegen. Zu Beginn dieser Arbeit entsprach die mechanische Stabilität der gängigen ECDL-Implementierungen jedoch nicht den Anforderungen des Einsatzes auf dem

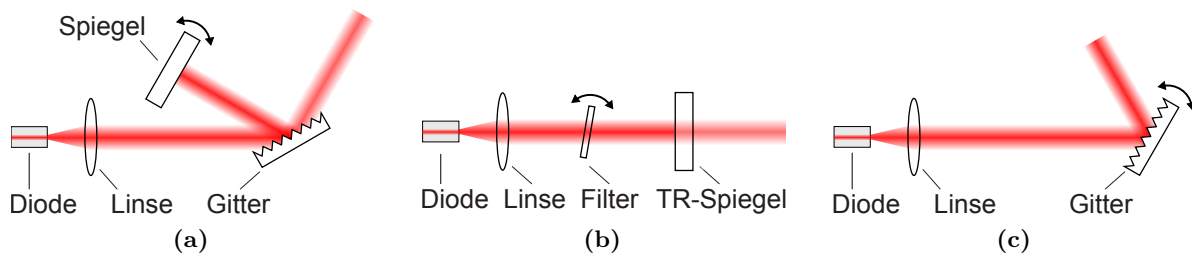


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung von ECDLs in Littman-Konfiguration (a), mit Filter (b) und in Littrow-Konfiguration (c)

Katapult des Bremer Fallturms. Aus diesem Grund wurde dieser Lasertyp verworfen. Inzwischen wurden am FBH aber mechanisch hinreichend stabile ECDLs entworfen, gebaut und getestet [96]. Parallel gab es auch kommerzielle Entwicklungen [97], deren kompakter Aufbau auf eine hinreichende mechanische Stabilität hoffen lässt. Somit stellt dieser Lasertyp für zukünftige Experimentengenerationen wieder eine Option dar.

Distributed Bragg Reflector (DBR)-Laser

Bei diesem Lasertyp wird ein Spiegel des Lasers durch ein Bragg-Gitter [98] gebildet (vgl. Abb. 4.2). Dieses Bragg-Gitter wird üblicherweise als Oberflächengitter [99] oberhalb eines (dann wahlweise gepumpten aktiven oder ungepumpten passiven) Teils der aktiven Zone der Laserdiode realisiert. Durch die kompakte Bauweise als einzelner Chip ist die mechanische Stabilität intrinsisch gegeben. Auch die Anforderungen an die Linienbreite können mit DBR-Lasern erfüllt werden [100].

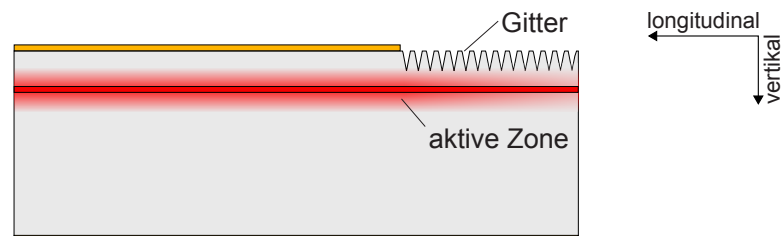


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung eines DBR-Lasers

Zu Beginn dieser Arbeit stand die Technologie bei der geforderten Wellenlänge von 780 nm noch nicht zur Verfügung. Neuere Arbeiten am FBH [101] haben diese Technologie nun auch im Bereich um 780 nm verfügbar gemacht.

Distributed Feedback (DFB)-Laser

Auch in diesem Lasertyp kommt ein Bragg-Gitter zum Einsatz. Es wird jedoch über die gesamte Chiplänge in der Nähe der aktiven Zone implementiert [102] (vgl. Abb. 4.2). Dies geschieht üblicherweise mittels Zwei-Schicht-Epitaxie [103]. Auch die DFB-Diodenlaser verfügen als Einzelchips intrinsisch über die geforderte mechanische Stabilität. Durch ihre Verfügbarkeit bei 780 nm und ihre hinreichend schmale Linienbreite (vgl. Abschnitt 4.4.2 und [82, 104]) sind sie ideale MOs für

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

den Aufbau von MOPA-Lasermodulen, die als Lichtquellen für das QUANTUS-2 Lasersystem dienen.

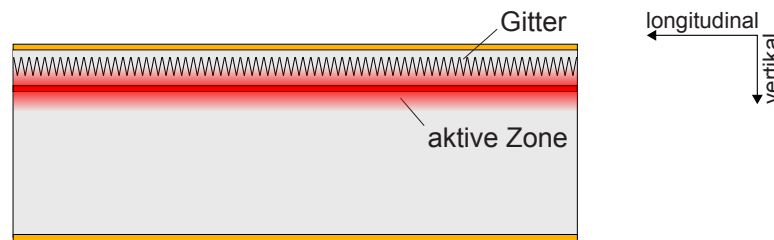


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung eines DFB-Lasers

Entsprechend wurden DFB-Laser für den Einsatz als Master Oszillator in den Strahlquellen für QUANTUS-2 ausgewählt.

4.2.4. Auswahl des Verstärkers (PA)

Rippenwellenleiter (*ridge waveguide*, RW)-Verstärker

Dieser Verstärkertyp weist die gleiche Struktur auf wie die bereits vorgestellten MO-Chips, allerdings ist kein frequenzselektives Element integriert (Abb. 4.4). Durch die hohe Leistungsdichte besteht bei Ausgangsleistungen im Watt-Bereich das Risiko eines sogenannten katastrophalen optischen Schadens (*catastrophic optical damage*, COD) [105]. Dieses Risiko wurde zu Beginn dieser Arbeit als zu hoch eingestuft und es wurde deshalb auf diesen Verstärkertyp verzichtet, obgleich auf Grund der hohen räumlichen Strahlqualität höhere Faserkopplungseffizienzen zu erwarten sind als mit dem nachfolgend diskutierten Trapez-Verstärker.

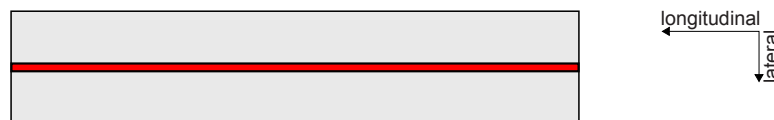


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des RW-Verstärkers in Draufsicht. Der lateral wellenleitende Bereiche ist rot markiert.

RW-Trapez-Verstärker

Die Eingangssektion dieses Verstärkertyps (Abb. 4.5) stellt einen RW-Verstärker dar und dient als Modenfilter und Vorverstärker. In der zweiten Sektion wird die mit der Propagation durch den Chip steigende Leistung über einen größeren Modenfeldquerschnitt verteilt, so dass die Leistungsdichte insbesondere auf der Ausgangsfacette geringer ist als bei einem RW-Verstärker gleicher Ausgangsleistung. Somit sind verglichen mit dem RW-Verstärker höhere Ausgangsleistungen möglich. Die zweite Sektion wird auf Grund ihrer Geometrie auch als Trapez-Sektion bezeichnet. Hier wird das Feld gewinngeführt (*gain guided*).

Da das Feld in der Trapez-Sektion lateral nicht mehr mono-modig geführt wird, ist das Strahlprofil deutlich weniger Gauß-förmig als bei einem RW-Emitter und deutlich stärker abhängig

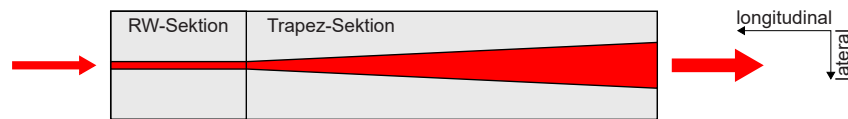


Abbildung 4.5.: Schematische Darstellung des RW-Trapez-Verstärkers in Draufsicht. Die in der pn-Ebene gepumpten Bereiche sind rot markiert. Das Feld wird in der Vorverstärkersektion mit einer Rippe index-geführt.

von den Betriebsbedingungen, insbesondere vom Injektionsstrom und von den Eigenschaften des injizierten Feldes, d.h. von dessen Leistung, Strahlprofil und Propagationsrichtung. Damit verbunden variiert auch die Faserkopplungseffizienz. Bei Vortests zur Faserkopplung wurden mit diesem Verstärkertyp am Arbeitspunkt Faserkopplungseffizienzen im Bereich von 50 % erreicht. Dies wurde als ausreichend eingestuft, um diesen Typ im Rahmen dieser Arbeit als PA zu nutzen.

4.3. Lasermoduleentwicklung

In diesem Abschnitt wird die hybrid mikointegrierte Umsetzung des soeben erläuterten MOPA-Konzepts vorgestellt. Die entsprechenden Arbeiten dazu wurden vom Autor dieser Arbeit gemeinsam mit Stefan Spießberger durchgeführt, der das Konzept für den Einsatz bei 1060 nm [87] zur optischen Freiraumkommunikation nutzte.

Für den Einsatz im Kalium-Teil des Lasersystems (Kap. 3) wurde die Technologie inzwischen auch zu 767 nm transferiert. Den Aufbau der entsprechenden Lasermodule übernahmen Kai Lampmann und Dr. Aline Dinkelaker. Einige der nachfolgend vorgestellten Schritte und Ergebnisse mit Lasermodulen bei 767 nm und 780 nm wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits in [82] veröffentlicht.

4.3.1. Verwendete Halbleiterkomponenten

Bevor in den nachfolgenden Abschnitten der prinzipielle Aufbau der Lasermodule, wie er analog auch bei 767 nm und 1060 nm erfolgt, dargestellt wird, soll hier noch kurz auf die Halbleiterkomponenten eingegangen werden, die bei den im Rahmen dieser Arbeit bei 780 nm aufgebauten MOPA-Lasermodulen genutzt wurden. Insbesondere sollen die konkreten Umsetzungen der zuvor allgemein eingeführten Strukturen dargestellt werden.

DFB-Diodenlaser

Die Vertikalstruktur der verwendeten DFB-Dioden wurde als Zwei-Schritt-Epitaxie mittels MOVPE [85] realisiert. Die aktive Zone, eine 14 nm dicke GaAsP-Schicht, ist dabei symmetrisch zwischen zwei AlGaAs-Wellenleitern (250 nm) eingebettet. Zwischen den beiden Epitaxieschritten wurde ein Gitter zweiter Ordnung ($\Lambda = 235$ nm) mittels holographischer Photolithographie und nass-chemischem Ätzen erzeugt.

Die verwendeten Diodenlaserchips wurden zu RW-Breiten von $2,2\ \mu\text{m}$ prozessiert. Anschließend wurden sie auf eine Größe von $1,5\ \text{mm} \times 0,4\ \text{mm}$ (Länge \times Breite) vereinzelt. Ihre Facetten wurden zu Reflektivitäten von 95 % (Rückfacette) und weniger als 0,1 % (Frontfacette) beschichtet.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

RW-Trapez-Verstärker

Auch die Vertikalstruktur der im Rahmen dieser Arbeit genutzten Verstärker wurde mittels MOVPE gewachsen. Die aktive Zone wird wieder durch eine 14 nm dicke GaAsP-Schicht gebildet. Diese ist allerdings asymmetrisch zwischen zwei AlGaAs-Wellenleitern eingebettet (n-Seite: 1600 nm / p-Seite: 800 nm).

Die Chips haben eine Gesamtlänge von 4 mm und beginnen mit einer 1 mm langen RW-Sektion (RW-Breite $2,2\ \mu\text{m}$). Daran schließt sich eine 3 mm lange Trapez-Sektion mit einem vollen Öffnungswinkel von 4° an. Beide Facetten wurden anti-reflex (AR) beschichtet zu Restreflektivitäten von weniger als 0,1 %.

4.3.2. Mechanischer Aufbau

Bei der mikrointegrierten Umsetzung des MOPA-Konzepts konnte auf eine bereits am FBH entwickelte Lasermoduleplattform [106, 107] zurückgegriffen werden. Diese besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Kernstück ist die durch ein beidseitig goldbeschichtetes AlN-Plättchen gebildete mikro-optische Bank (MioB) mit den Maßen $10\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times 1\text{ mm}$. Auf ihr werden die Halbleiter-Chips und die Mikro-Optiken montiert. Diese Bank kann in einen Kupferhalter, das *conduction cooled package* (CCP), geklemmt werden. Dadurch wird eine gute Wärmeanbindung sowie eine einfache Montage gewährleistet. Die elektrische Kontaktierung erfolgt von außen über mit Buchsen versehene Platinen, die über Bonddrähte mit den aktiven Komponenten verbunden sind.

Ein auf Basis dieser Plattform im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und aufgebautes MOPA-Lasermodule ist in Abb. 4.6 dargestellt. Der optische Aufbau mit den einzelnen Komponenten, sowie die Arbeitsschritte zum Aufbau des mikrointegrierten Lasers werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

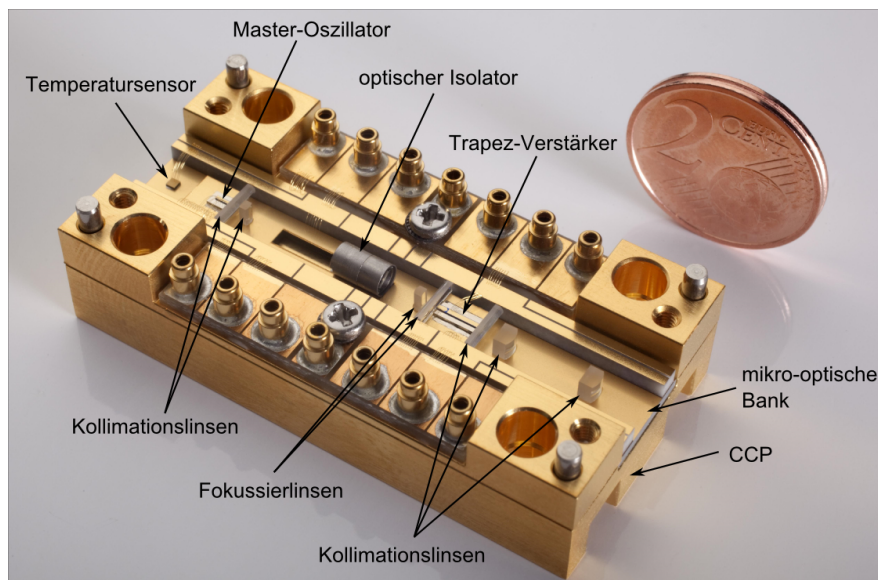


Abbildung 4.6.: MOPA-Lasermodule bei 780 nm (Photographie © FBH/schurian.com)

4.3.3. Das optische System

Das von MO und PA emittierte Licht ist auf Grund des geringen Querschnitts ihrer Wellenleiter stark divergent. Um das Licht vom MO durch den optischen Isolator führen und anschließend in den PA koppeln zu können, ist also ein Linsensystem nötig. Auch zur Kollimation des Strahls hinter dem PA werden Linsen benötigt. Das Design des entsprechenden optischen Aufbaus erfolgte mit Hilfe des am FBH von Dr. Bernd Eppich entwickelten Programms WinABCD [108, 109]. Zur Planung wurden die in Tab. 4.3 angegebenen Werte für die Divergenzen genutzt. Da der horizontale Divergenzwinkel am Trapez-Ausgang des Verstärkers mit dem Injektionsstrom variiert, dient der nachfolgend angegebene Wert nur der Orientierung.

Richtung	MO	PA: RW-Eingang	PA: Trapez-Ausgang
vertikal	44°	40°	40°
horizontal	17°	23°	13°

Tabelle 4.3.: Divergenzwinkel (volle Breite bei $1/e^2$ der Intensität) von MO und PA

Ziel bei der Wahl der einzelnen Linsen war eine möglichst geringe Empfindlichkeit auf Positionsänderungen. Das präferiert langbrennweitige Linsen. Gleichzeitig sollte aber auch ein Abschneiden des Strahls an den Optiken (den Linsen selbst und dem Isolator zwischen MO und PA) vermieden werden. Dies erfordert einen entsprechend kleinen Strahldurchmesser und somit kurzbrennweitige Linsen. Darüber hinaus mussten für die gewählte Kombination passende Linsen überhaupt verfügbar sein, da das System mit kommerziell erhältlichen Komponenten umgesetzt werden sollte. Die Auswahl der Linsen stellte also einen Kompromiss aus den zuvor genannten Anforderungen dar.

Die zum Zeitpunkt des Schreibens dieser Arbeit aktuelle Konfiguration des optischen Systems ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die dafür genutzten Linsen stammen von der Firma INGENERIC GmbH und sind für einen Wellenlängenbereich von 765 nm bis 795 nm entspiegelt. Da im Rahmen dieser Arbeit zunächst optische Isolatoren mit einer freien Apertur von 1,0 mm anstelle der inzwischen genutzten 1,4 mm eingesetzt wurden, wurden zwischen MO und PA ursprünglich Linsen mit entsprechend kürzeren Brennweiten genutzt. Inzwischen werden langbrennweitigere Linsen eingesetzt. Das finale optische System (Abb. 4.7) wird nun dem Strahlengang folgend detailliert vorgestellt.

Der MO wurde auf Grund seiner in vertikaler und lateraler Richtung sehr verschiedenen Divergenzwinkel (Tab. 4.3) mit einer Kombination aus zwei Zylinder-Linsen kollimiert. Zur Kollimation der vertikalen, schnell (fast) divergierenden Achse wurde eine FAC-Linse vom Typ FAC08-900-XB (Brennweite 0,9 mm) genutzt, für die laterale, langsam (slow) divergierende Achse eine SAC-Linse vom Typ ACYL-2.1 (Brennweite 2,1 mm). Damit lassen sich Strahldurchmesser von 0,7 mm (vertikal) und 0,6 mm (horizontal) realisieren.

Als optischer Isolator wurde zunächst der einstufige Mikroisolator I-780-MM-1.0-4-WP-0 der Firma Isowave genutzt. Dieser bot eine Isolation von ca. 38 dB bei einer Einfügedämpfung von 3-4 dB. Seine freie Apertur betrug 1 mm. Auf Grund von Problemen durch Rückkopplung vom PA in den MO wurde dann zum zweistufigen Isolator I-78-LM-SD-1.4-4 gewechselt. Dieser

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

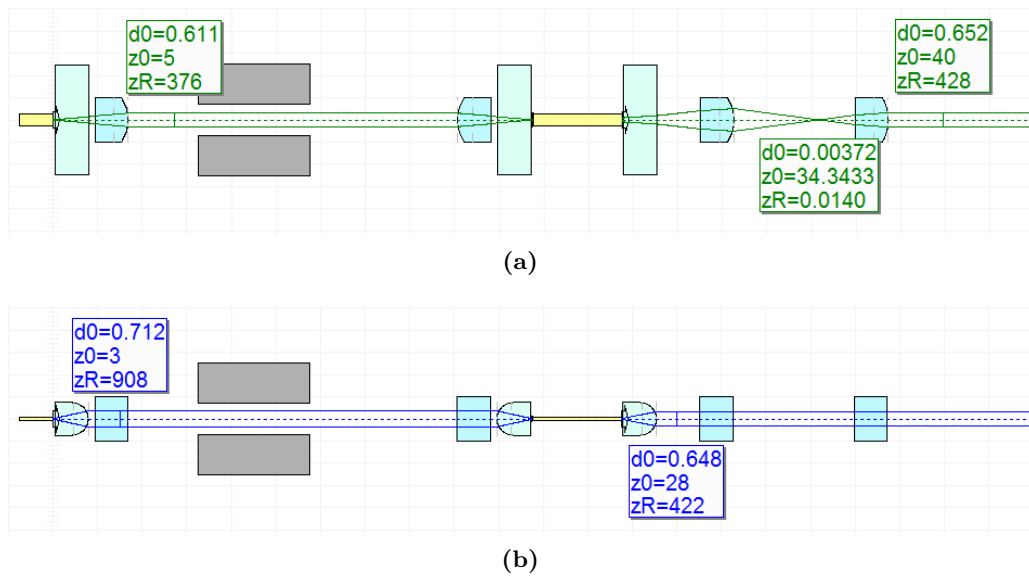


Abbildung 4.7.: WinABCD-Simulation der Strahlführung des MOPA-Lasermoduls in lateraler (a) und in vertikaler Richtung (b). Das Licht wird vom MO (links) emittiert und durch das optische System propagiert. In den Kästchen sind ausgewählte Strahlparameter² in mm angegeben.

ermöglichte eine Isolation von ca. 62 dB bei einer Einfügedämpfung von ca. 6 dB³. Durch seine größere Apertur von 1,4 mm wurde die oben genannte Linsenkombination erst möglich.

Die Einkopplung in den Verstärker erfolgte ebenfalls mit einer Kombination von FAC08-900-XB und ACYL-2.1.

Ziel bei der Kollimation des Verstärkers war ein runder Strahl von ca. 0,6 mm Durchmesser. Für die vertikale Achse wurde eine FAC08-900-XB genutzt. Um den Strahldurchmesser bei der Kollimation der lateralen Achse am Arbeitspunkt anpassen zu können, wurde ein Teleskop aus zwei SAC-Linsen der Typen ACYL-2.1 und ACYL-2.5 (Brennweite 2,5 mm) genutzt.

4.3.4. Mikro-optische Integration

Im Folgenden wird der Ablauf der Integration der Komponenten auf die mikro-optische Bank beschrieben. Dieser folgte im Wesentlichen der Strahlachse und -richtung. Sofern nicht anders angegeben erfolgte die Positionierung der Linsen mit Hilfe des Sechssachsen-Verstellers F-206.S HexAlign der Firma Physik Instrumente GmbH & Co. KG.

1. Der Master-Oszillator wurde zunächst mit AuSn bei über 300 °C auf einen beidseitig goldbeschichteten AlN-Träger (Submount) und dann auf die mikro-optische Bank gelötet⁴. Der Submount diente dabei zur Höhenanpassung (Strahlhöhe 1,2 mm) und zur elektrischen Trennung des Laserchips von der MioB. Diese Trennung ist erforderlich, da sonst über die

²d0: $1/e^2$ -Durchmesser Strahltaile, z0: Position der Taille (0 mm = Frontfacette MO), zR: Rayleigh-Länge

³Zur Qualitätssicherung werden inzwischen alle Isolatoren vor Einbau individuell charakterisiert. Die genannten Werte sind Mittelwerte.

⁴Diese Arbeiten wurden am FBH von der Gruppe Aufbau- und Verbindungstechnik (AVT) durchgeführt.

elektrische Verbindung zum Temperatur-Sensor und zum Verstärker Rauschen von deren Stromversorgung in den Master-Oszillator einkoppeln kann.

2. Als Temperatursensor wurde ein Thermistor (hier: Heißeiter mit $10\text{ k}\Omega$ bei $25\text{ }^{\circ}\text{C}$) auf die MioB geklebt⁴. Die Integration des Sensors auf der MioB ermöglichte die Messung und Stabilisierung der Chiptemperatur unabhängig von der später verwendeten Montage-Plattform und im Wesentlichen auch unabhängig von den Betriebsparametern.
3. Die FAC-Linse zur Kollimation der Strahlung des MO in der vertikalen Ebene wurde in longitudinaler Richtung justiert, indem der Strahldurchmesser auf einer im Fokus einer Linse ($f = 100\text{ mm}$) befindlichen Kamera minimiert wurde. Die Justage in vertikaler Richtung erfolgte mit Hilfe einer ca. 1 m vom Lasermodul entfernten Irisblende, die zuvor relativ zum Aufbauplatz ausgerichtet wurde. Anschließend wurde die FAC-Linse mit dem durch UV-Bestrahlung aushärtenden Kleber NOA 88 der Firma Norland Products Inc. zwischen den seitlichen Schienen montiert. Durch diese Aufhängung führte der Schrumpf des Klebers beim Aushärten hauptsächlich zu einer Verschiebung entlang der für die Zylinderlinse unkritischen Achse.
4. Die laterale Achse des Master-Oszillators wurde mit einer SAC-Linse kollimiert, wobei die Ausrichtung analog zum Vorgehen bei der FAC-Linse erfolgte. Die SAC-Linse wurde dann mittels UV-Kleber auf der MioB fixiert wurde. Auch hier verlief der Schrumpf entlang der unkritischen Achse.
5. Der Isolator wurde in die dafür vorgesehene Aussparung der mikro-optischen Bank gelegt. Anschließend wurde er rotiert, um die Polarisation an seinem Ausgang auf die nominelle Polarisation des PA auszurichten⁵, und mit UV-Kleber fixiert.
6. Der Verstärker (auf Submount) wurde mit PbSn bei über $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf die Bank gelötet.⁴
7. Zunächst wurde eine abgeschliffene asphärische Linse zur temporären Kollimation des Verstärkers auf die Bank gestellt. Diese diente nur dazu, das abgestrahlte Licht auf einem Leistungsmesskopf zu bündeln.
8. Zur Einkopplung in den Verstärker wurden die beiden Zylinderlinsen vor der RW-Eingangssektion zunächst positioniert, indem der Photostrom im RW-Teil des Verstärkers maximiert wurde. Anschließend wurde die Einkopplung auf maximale Ausgangsleistung des PA optimiert und die FAC-Linse geklebt. Die Klebung erfolgte analog zu Punkt (3). Die SAC-Linse war während dieses Vorgangs an einem provisorischen Halter zur manuellen Positionierung befestigt.
9. Die SAC-Linse vor dem Verstärker wurde nun analog zum Vorgehen in Punkt (8) justiert und geklebt.

⁵MO und PA emittieren in derselben Achse linear polarisiertes Licht. Die Ausrichtung des zweistufigen Isolators minimiert also gleichzeitig die Verluste am Isolatoreingang.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

10. Nach Entfernen der temporären Kollimationslinse wurde der Ausgangsstrahl des Verstärkers in vertikaler Richtung durch eine FAC-Linse kollimiert. Diese wurde mit UV-Kleber analog zu Punkt (3) fixiert.
11. Zur Justage des Teleskops aus den beiden SAC-Linsen wurde die am Ende des Lasermoduls befindliche Linse zunächst an einem manuellen Versteller befestigt. Beide Linsen wurden anschließend so positioniert, dass der Ausgangsstrahl rund und auch in der horizontalen Achse kollimiert wurde. Dann wurde zunächst die näher am PA befindliche Linse analog zu Punkt (4) geklebt.
12. Abschließend wurde die letzte SAC-Linse zur Kollimation des Verstärkers in lateraler Richtung analog zu Punkt (4) justiert und fixiert.

Um die bei der Justage und Fixierung der Linsen erforderliche Genauigkeit beurteilen zu können, wurde die Empfindlichkeit der Justage der direkt vor dem PA befindlichen FAC-Linse untersucht. Dazu wurde der Photostrom im RW-Teil des Verstärkers bei Verschiebung jener Linse aufgenommen. Die Position der sonstigen Linsen wurde nicht geändert. Die normierten Photoströme sind in Abb. 4.8 dargestellt. Für die vertikale Justage ergab sich eine 90 %-Breite von ca. $1,5\,\mu\text{m}$ und für die longitudinale eine 90 %-Breite von ca. $8\,\mu\text{m}$.

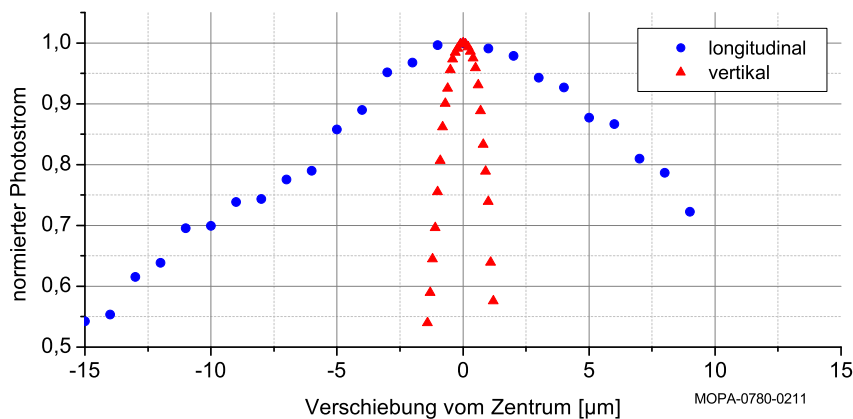


Abbildung 4.8.: Normierter Photostrom der RW-Eingangssektion des PA bei Verschiebung der FAC-Linse vor dem Verstärker in vertikaler (rote Dreiecke) und in longitudinaler (blaue Punkte) Richtung (mikro-optische Bank bzw. PA-Chip liegen in Richtung negativer Positionswerte)

Eine direkte Übertragung dieser im Photostrom gemessenen Profile auf die resultierenden Profile in der Ausgangsleistung des Verstärkers ist nicht möglich, da diese durch Sättigungseffekte in Abhängigkeit von der Leistung vor dem Verstärker verbreitert werden können. Dennoch lässt sich erkennen, dass eine Justage im Sub-Mikrometerbereich erforderlich ist. Um diese zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit gemeinsam mit Stefan Spießberger ein neuer Messplatz zur Positionierung und Fixierung von Mikro-Optiken in Anlehnung an bereits am FBH bestehende Messplätze aufgebaut. Das Kernstück des Platzes ist ein Sechssachsen-Versteller F-206.S HexAlign der Firma Physik Instrumente GmbH & Co. KG. Dieser ermöglicht eine Schrittweite von $0,1\,\mu\text{m}$ bzw. $2\,\mu\text{rad}$ und erlaubt es somit, die Optiken mit der erforderlichen Genauigkeit in die Lasermodule zu integrieren.

4.4. Elektro-optische Charakterisierung

Die wie im vorherigen Abschnitt dargestellt aufgebauten Lasermodule wurden elektro-optisch charakterisiert. Dies geschah hinsichtlich der in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen: spektral mono-modige Emission von mindestens 1 W bei allen Übergängen der ^{87}Rb D₂-Linie mit einer -3 dB-Linienbreite von maximal 2,5 MHz. Vor der Untersuchung der kompletten MOPA-Lasermodule wurden zunächst die mikrointegrierten Master-Oszillatoren charakterisiert. Die Resultate der Charakterisierungen sowie die dafür benötigten Messmethoden werden in diesem Abschnitt am Beispiel eines Lasermoduls vorgestellt.

4.4.1. Messmethoden / -technik

Die Lasermodul-Charakterisierung umfasst die Messung der Strom-Leistungs-Kennlinie (PI-Kennlinie), die Aufnahme von optischen Spektren und die Bestimmung der Linienbreite. Bei allen genannten Messungen wurden die Master-Oszillatoren und die RW-Sektion der Verstärker mit Stromtreibern der Serien LDC-3724 oder LDX-3620⁶ der Firma ILX Lightwave betrieben. Die TA-Sektion der Verstärker wurde mit Treibern der Serie LDC-3744 desselben Herstellers gepumpt.

Messung der Strom-Leistungs-Kennlinie

Zur Bestimmung der PI-Kennlinie wurde der jeweilige Strom computergesteuert schrittweise gesetzt und die optische Ausgangsleistung mit einem Leistungsdetektor gemessen. Die Messungen erfolgten im Dauerstrichbetrieb des Lasers. Je nach Leistungsbereich wurden Detektoren vom Typ 918D-SL-OD3⁷ oder 818P-010-12 der Firma Newport Corporation in Kombination mit einem Auslesegerät der Serie 1918 derselben Firma eingesetzt.

Messung des optischen Spektrums

Die optischen Spektren wurden mit dem Spektrometer Q8384 der Firma Advantest aufgenommen. Dieses nutzt intern einen Vierfach-Monochromator. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Messungen mit einer Auflösung (3 dB) von 0,01 nm durchgeführt. Diese ermöglicht eine Dynamik von 50 dB im Abstand von 0,1 nm zum Träger.

Um die Veränderung des optischen Spektrums in Abhängigkeit eines Parameters (Injektionsstrom oder Temperatur) beurteilen zu können, wurde üblicherweise ein Einzelspektrum für jeden Wert des jeweiligen Parameters aufgenommen. Anschließend wurde daraus eine Spektrenkarte erstellt. Dies ermöglicht die Auswahl eines geeigneten Arbeitspunktes.

Messung der Linienbreite(n)

Die oben genannte Auflösung des optischen Spektrumanalysators von 0,01 nm (entspricht 4,9 GHz bei 780 nm) reicht nicht aus, um die in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen an die Linienbreite der Lasermodule von maximal 2,5 MHz zu verifizieren. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung

⁶Batteriebetrieb ermöglicht Entkopplung vom Netz für Linienbreitenmessungen

⁷zur Abschwächung teilweise in Kombination mit einer Ullbricht-Kugel

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

der Linienbreite das optische Signal mit Hilfe einer Schwebungsmessung vom optischen Bereich (einige Hundert THz) in den HF-Bereich (GHz) transferiert und dort die Frequenzstabilität vermessen. Die dabei genutzten Methoden werden in Kapitel 5 detailliert beschrieben und sollen zum Verständnis der nachfolgenden Messungen hier nur kurz skizziert werden.

Bei den folgenden Messungen wurde mit der *self-delayed heterodyne* (SDH)-Methode [110] das optische Signal in den HF-Bereich übertragen. Dazu wurde das Licht des Lasers aufgeteilt. Ein Teil wurde in einer 2 km langen Faser zeitlich verzögert und mit einem AOM um 78 MHz frequenzverschoben. Die anschließende Überlagerung der beide Teile auf einer schnellen Photodiode lieferte das gewünschte Schwebungssignal im HF-Bereich. Dessen Quadraturkomponenten wurden mit Hilfe eines elektrischen Spektrumanalysators im Zeitbereich aufgenommen und anschließend analysiert. Der nachfolgend genutzte Begriff der Kurzzeit-Linienbreite bezeichnet die auf den Einzellaser zurückgerechnete -3 dB-Linienbreite des resultierenden HF-Spektrums. Die Lorentz-Linienbreite des Einzellasers ergibt sich aus dem Niveau des weißen Anteils der spektralen Leistungsdichte des Frequenzrauschens durch Multiplikation mit $\pi/2$.

4.4.2. MO: DFB-Diodenlaser

Die nachfolgend exemplarisch dargestellten Messungen wurden mit dem integrierten Master Oszillator des (späteren) MOPA-Lasermoduls 0780-0205 durchgeführt.

Optisches Spektrum

Abbildung 4.9a zeigt eine Spektrenkarte des Master Oszillators. Die Temperatur wurde so gewählt, dass die Rb D_2 -Linie im Bereich des angestrebten Arbeitsstroms⁸ von 150 mA erreicht wird.

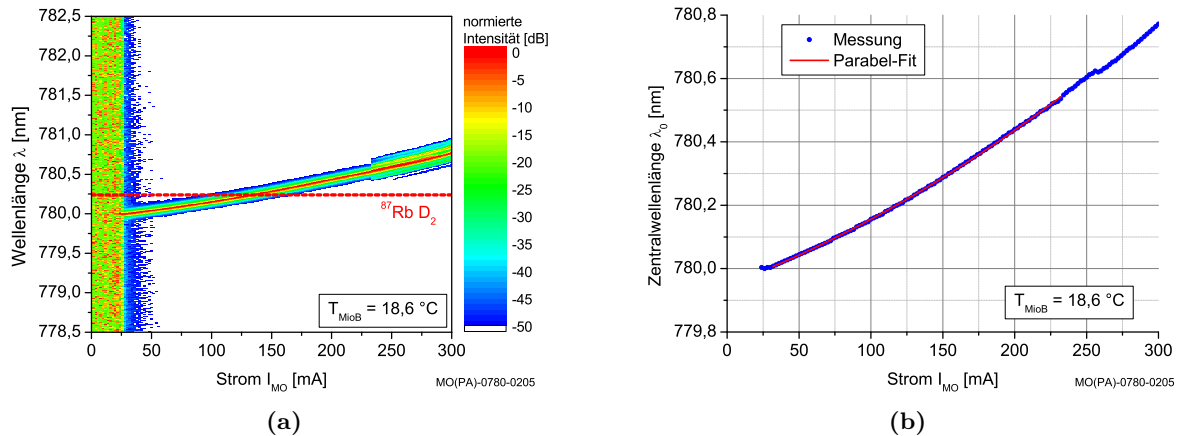


Abbildung 4.9.: (a) Spektrenkarte des Master Oszillators, gemessen hinter dem einstufigen Isolator. (b) Zentralwellenlänge in Abhängigkeit des Injektionsstroms mit angepasster Parabel im spektral mono-modigen Bereich.

⁸Eine hohe Ausgangsleistung ist gewünscht, der Maximalstrom ist jedoch durch die in der QUANTUS-2 Apparatur genutzte Elektronik auf 180 mA begrenzt.

Der DFB-Diodenlaser emittiert oberhalb der Schwelle spektral mono-modig bis 232 mA. Danach sind weitere Moden sichtbar, die den Betrieb am Arbeitspunkt jedoch nicht beeinflussen. Die Abhängigkeit der Zentralwellenlänge λ_0 vom Injektionsstrom I_{MO} (siehe Abb. 4.9b) lässt sich im mono-modigen Bereich approximieren durch: $\lambda_0 \approx 779,9 \text{ nm} + 1,7 \text{ pm/mA} \cdot I_{MO} + 3,7 \text{ fm/mA}^2 \cdot I_{MO}^2$.

PI-Kennlinie

In Abb. 4.10 ist die hinter dem Isolator gemessene PI-Kennlinie des Master Oszillators dargestellt. Bei dem in diesem Abschnitt dargestellten Lasermodule wurde ein einstufiger Isolator genutzt. Somit war die vor dem Verstärker zur Verfügung stehende Leistung (beim Arbeitsstrom von 150 mA sind dies hier 40 mW) doppelt so hoch wie bei den Lasermodule mit zweistufigem Isolator (vgl. 4.3.3).

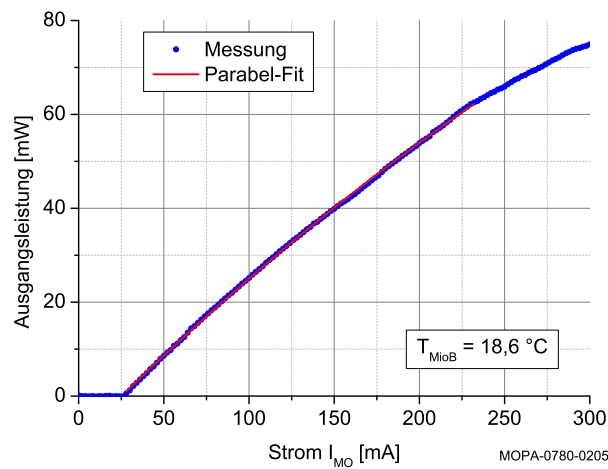


Abbildung 4.10.: PI-Kennlinie des Master Oszillators hinter dem einstufigen Isolator (blau) mit quadratischer Kurvenanpassung (rot)

Die Laserschwelle wird bei einem Injektionsstrom von 26 mA⁹ erreicht. Oberhalb der Laserschwelle steigt die optische Ausgangsleistung im spektral mono-modigen Bereich parabelförmig mit $0,37 \text{ mW/mA} \cdot I_{MO} - 0,25 \text{ } \mu\text{W/mA}^2 \cdot I_{MO}^2$ (entspricht ca. $0,74 \text{ mW/mA} \cdot I_{MO} - 0,50 \text{ } \mu\text{W/mA}^2 \cdot I_{MO}^2$ vor dem Isolator) an. Diese Abweichung vom linearen Zusammenhang ist auf die Erwärmung der Laserdiode mit steigendem Strom zurückzuführen, wodurch die differentielle Effizienz sinkt [84]. Ein thermisches Überrollen tritt im vermessenen Strombereich noch nicht auf.

Linienbreite

Die in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen an die Linienbreite des MOPA-Lasermodule können von diesem nur erfüllt werden, wenn sie auch bereits vom Master Oszillator erfüllt werden. Aus diesem Grund wurde eine Linienbreitenmessung des MO wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben durchgeführt. Die beiden daraus extrahierten Linienbreiten sind in Abb. 4.11 für verschiedene Injektionsströme dargestellt.

⁹Der Wert für die Laserschwelle wurde aus der nachfolgend beschriebenen Kurvenanpassung bestimmt.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

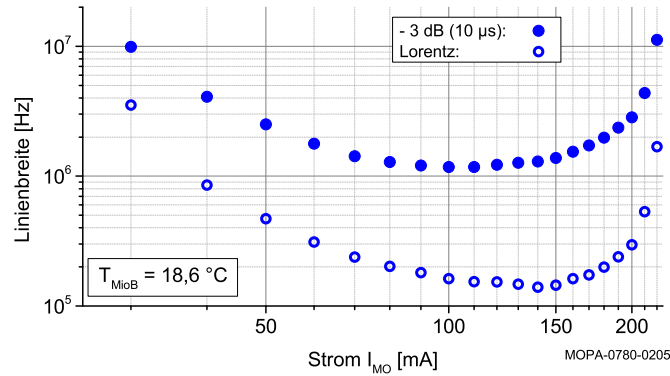


Abbildung 4.11.: Linienbreite des Master Oszillators für verschiedene Injektionsströme

Die Lorentz-Linienbreite fällt zunächst wie erwartet mit steigendem Injektionsstrom und somit steigender Ausgangsleistung ab [104, 111] und erreicht bei 140 mA einen minimalen Wert von 140 kHz. Anschließend erhöht sich die Lorentz-Linienbreite wieder. Bei der Untersuchung vergleichbarer DFB-Diodenlaser [112] wurde als Hauptgrund für diese Verbreiterung räumliches Lochbrennen [113–115] identifiziert. Der sprunghafte Anstieg in Richtung des Multimode-Bereiches (ab 230 mA in Abb. 4.9) kann zusätzlich durch Modenverteilungsrauschen [116] hervorgerufen werden, das bei abnehmender Seitenmodenunterdrückung zu erwarten ist.

Die –3 dB-Linienbreite setzt sich aus der Lorentz-Linienbreite und technischem Rauschen zusammen. Im Bereich kleiner Injektionsströme wird die –3 dB-Linienbreite von dem großen Lorentz-Anteil dominiert. Oberhalb von 70 mA bis hin zu 150 mA bleibt sie annähernd konstant bei Werten zwischen 1,2 MHz und 1,4 MHz. Zu höheren Injektionsströmen nimmt die –3 dB-Linienbreite wieder zu. Neben der Beeinflussung durch den wachsenden Lorentz-Anteil kann auch ein mit zunehmendem Strom ansteigendes Stromrauschen des Treibers zur beobachteten Verbreiterung der –3 dB-Linienbreite führen [117].

Beachtet werden sollte, dass für die Eignung des MO zur weiteren Integration des MOPA und zur späteren Nutzung im QUANTUS-2-Lasersystem nur die Leistungsfähigkeit im Bereich des Arbeitspunktes ($I_{MO} = 150$ mA) von Bedeutung ist. Dort werden Lorentz- und –3 dB-Linienbreiten von 145 kHz bzw. 1,4 MHz erreicht. Somit werden die in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen vom MO erfüllt.

4.4.3. MOPA

Nach der Qualifizierung des MO wird nun das gesamte integrierte Lasermodule bzgl. der im vorigen Abschnitt für den MO untersuchten Eigenschaften charakterisiert. Entsprechend werden in diesem Abschnitt die Untersuchungen der PI-Kennlinie, des Emissionsspektrums und der Linienbreite vom MOPA-Lasermodule 0780-0205 dargestellt. Auf eine Untersuchung der räumlichen Strahlqualität wurde bewusst verzichtet, da beim Einsatz der Lasermodule in der QUANTUS-2-Apparatur nur die Faserkopplungseffizienzen von Bedeutung sind. Diese lassen sich jedoch nur durch die sehr aufwändige Messung der Wigner-Verteilung [118] vorhersagen. Da die mit den ersten MOPA-Lasermodule experimentell ermittelten Faserkopplungseffizienzen mit Werten im

Bereich von 50 % bereits hinreichend hoch waren, konnte auf den zusätzlichen Aufwand dieser Charakterisierung und auf eine individuelle Auswahl der Kollimationslinsen für jedes Lasermodul verzichtet werden.

Durch die im vorherigen und nachfolgend in diesem Abschnitt dargestellten Messergebnisse wurde der Arbeitspunkt des MOPA-Lasermoduls 0780-0205 bestimmt zu:

$$I_{MO} = 150 \text{ mA}, I_{RW} = 200 \text{ mA}, I_{TA} = 1700 \text{ mA}, T_{MioB} = 18,6 \text{ °C}$$

Sofern nicht anders angegeben liegen die Werte der nicht variierten Parameter bei den folgenden Messungen zur besseren Vergleichbarkeit in der Nähe des Arbeitspunkts.

Optisches Spektrum

Ein wichtiges Kriterium für die Nutzbarkeit des MOPA-Konzepts ist ein vernachlässigbarer Beeinflussung der spektralen Eigenschaften des MO durch den PA. Zu einer ersten Überprüfung dieser Beeinflussung sind in Abb. 4.12 die im Bereich des Arbeitspunkts gemessenen Spektren vom MO- und MOPA-Lasermodul dargestellt. Wie erwartet unterscheiden sich beide Spektren im Rahmen dieser Messung nur im Untergrund, welcher durch verstärkte spontane Emission (amplified spontaneous emission, ASE) verursacht wird.

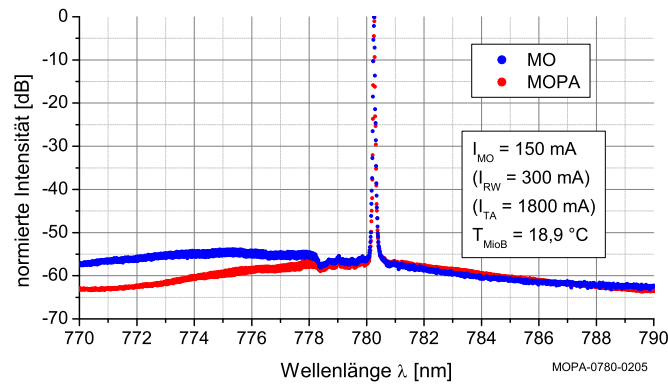


Abbildung 4.12.: Einzelspektren vom MO- (blau) und MOPA-Lasermodul (rot) nahe Arbeitspunkt

Die Durchstimmbarkeit der Wellenlänge des MOPA-Lasermoduls in Abhängigkeit vom Injektionsstrom der DFB-Laserdiode ist in Abb. 4.13a dargestellt. Hier ergibt sich von der Schwelle bis zu einem MO-Injektionsstrom von 240 mA eine spektral mono-modige Emission. Zum Vergleich mit dem Durchstimmverhalten des MO sind die aus den Spektrenkarten extrahierten Zentralwellenlängen von MO und MOPA in Abb. 4.13b über dem Injektionsstrom aufgetragen. Abgesehen von einem Versatz von 0,21 nm wird das Verhalten des MO vom MOPA reproduziert. Der Versatz lässt sich auf die höhere Temperatur bei der Vermessung des MOPA-Lasermoduls zurückführen¹⁰.

¹⁰Bei der Messung des MOPA-Moduls wurde nur die Temperatur der Wärmesenke unterhalb des CCP stabilisiert. Somit ergibt sich für die im Wärmefluss liegende MioB eine höhere Temperatur. Mit Hilfe des im Anschluss ermittelten Zusammenhangs von Wellenlänge und Temperatur lässt sich der Unterschied in der MioB-Temperatur zwischen den beiden Messungen (MO und MOPA) zu 3,8 K abschätzen.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

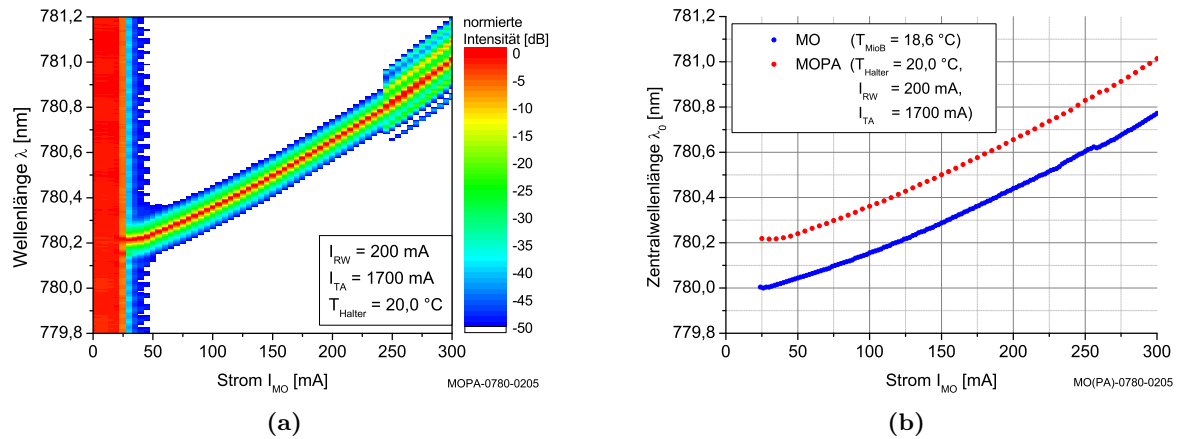


Abbildung 4.13.: (a) Spektrenkarte des MOPA-Lasermoduls bei Variation des MO-Stroms und (b) die aus den Spektrenkarten oberhalb der Schwelle ermittelten Zentralwellenlängen von MO (blau) und MOPA (rot)

Um den Einfluss der Abwärme des PA auf die Emissionswellenlänge des MOPA-Lasermoduls zu untersuchen, wurde eine Spektrenkarte aufgenommen, bei der der Injektionsstrom in die Trapez-Sektion des Verstärkers variiert wurde. Diese Variation des Stroms ist mit einer Variation der Abwärme verknüpft. Während der Messung wurde die Temperatur des Lasermoduls über den Temperatursensor in der Nähe des MO stabilisiert. Das Resultat dieser Messung ist in Abb. 4.14a dargestellt. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte kein Einfluss der Änderung des TA-Stroms auf das Emissionsspektrum und insbesondere die Zentralwellenlänge des Lasermoduls festgestellt werden. Der Temperatursensor ist also hinreichend dicht am MO positioniert. Dies ist entscheidend für die spätere Anwendung, da somit eine Anpassung der Leistung möglich ist, ohne die Arbeitstemperatur ändern zu müssen.

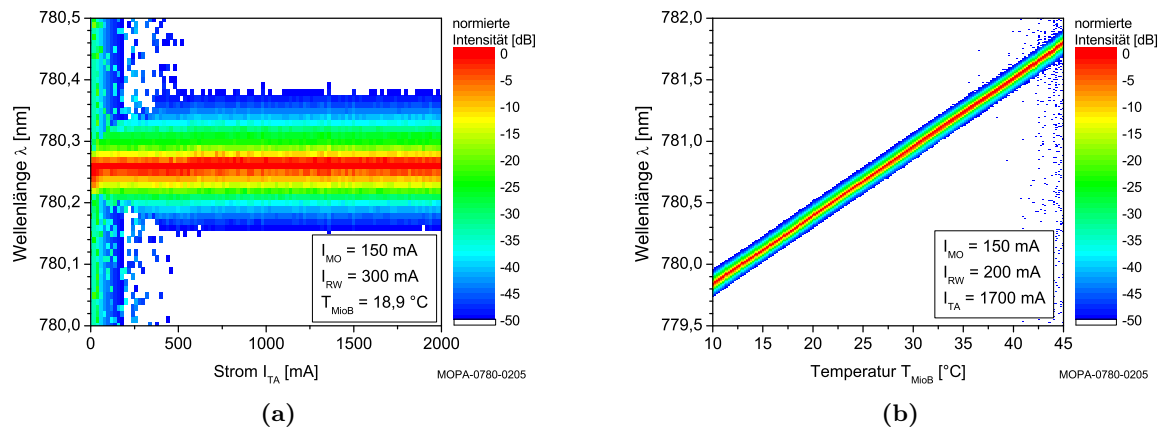


Abbildung 4.14.: Spektrenkarten des MOPA-Lasermoduls: (a) bei Variation des TA-Stroms und (b) bei Variation der MioB-Temperatur

In Abb. 4.14b ist die thermische Durchstimmbarkeit der Wellenlänge dargestellt. Im Bereich von 10 – 45 °C ergibt sich ein lineares Verhalten mit einem Anstieg von 56 pm/K (entspricht 28 GHz/K).

PI-Kennlinien

In diesem Abschnitt soll zunächst das Sättigungsverhalten des Verstärkers untersucht werden. Dessen Bedeutung ergibt sich aus dem geplanten Einsatz auf dem Katapult des Bremer Fallturms, der mit Beschleunigungen von bis zu 50 g verbunden ist. Diese stellen für die verwendeten Halbleiterkomponenten selbst kein Problem dar. Entscheidend ist jedoch das Verhalten des gesamten MOPA-Lasermoduls. So ist beispielsweise eine konstante Ausgangsleistung gewünscht. Gleichzeitig besteht jedoch das Risiko, dass sich die Vibrationen oder Beschleunigungen auf die Linsen übertragen und sich dadurch u.a. die in den Verstärker eingekoppelte Leistung ändert. Damit derartige Variationen der eingekoppelten Leistung möglichst geringe Auswirkungen auf die Ausgangsleistung des Verstärkers haben, soll dieser in Sättigung betrieben werden. Um dies zu prüfen, wurde die Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls bei geänderter Leistung vor dem Verstärker (P_{Seed}) im spektral mono-modigen Bereich des MO für verschiedene Ströme durch den RW-Teil untersucht. Dies ist in Abb. 4.15a dargestellt. Im Bereich geringer Leistungen vor dem Verstärker steigt die Ausgangsleistung zunächst rapide mit P_{Seed} an. Dieser Anstieg flacht mit zunehmender Leistung vor dem Verstärker ab. Dies lässt sich dadurch erklären, dass mit zunehmender optischer Intensität im Verstärker dort Gewinnsättigung [119] eintritt.

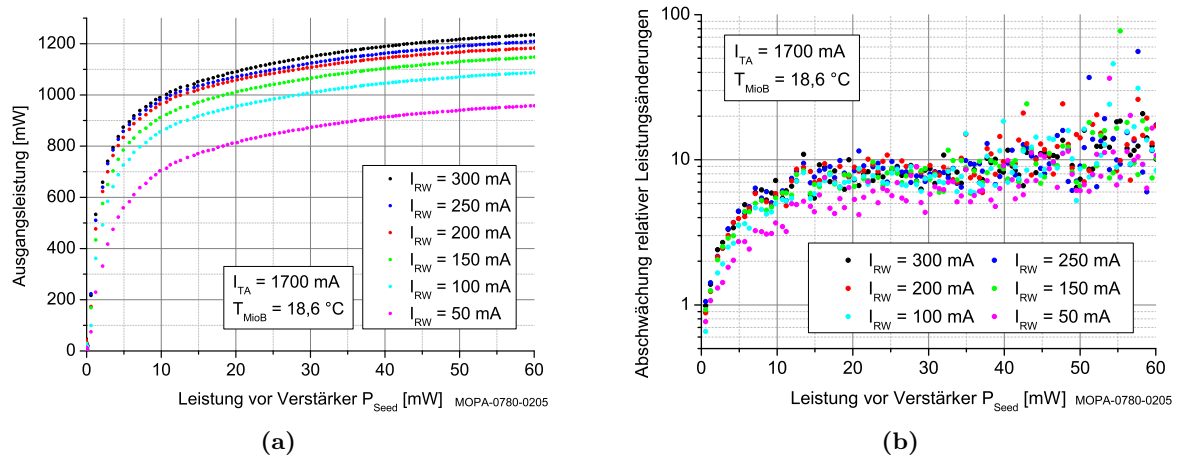


Abbildung 4.15.: Sättigungsverhalten des MOPA-Lasermoduls bei Variation der Leistung vor dem Verstärker im Bereich des Arbeitspunkts: (a) Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls und (b) Abschwächungsverhältnis relativer Leistungsänderungen vor und hinter dem Verstärker für verschiedene RW-Ströme

Nun soll der Einfluss einer Änderung der in den Verstärker eingekoppelten Leistung auf die Ausgangsleistung quantitativ untersucht werden. Wie zuvor beschrieben ist das Ziel, dass eine Änderung der eingekoppelten Leistung um Faktor V_{Seed} zu einer Änderung der Ausgangsleistung

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

um einen Faktor V_{MOPA} führt, der deutlich kleiner als V_{Seed} ist. Dies bedeutet

$$1 < \frac{V_{\text{Seed}}}{V_{\text{MOPA}}} = \frac{\frac{\Delta P_{\text{Seed}}}{P_{\text{Seed}}}}{\frac{\Delta P_{\text{MOPA}}}{P_{\text{MOPA}}}} = \frac{\frac{P_{\text{MOPA}}}{P_{\text{Seed}}}}{\frac{\Delta P_{\text{MOPA}}}{\Delta P_{\text{Seed}}}}. \quad (4.1)$$

Somit lässt sich die Abschwächung der relativen Leistungsänderung ($V_{\text{Seed}}/V_{\text{MOPA}}$) durch das Verhältnis aus Verstärkung und differentieller Verstärkung ausdrücken. Die derart ermittelte Abschwächung der relativen Leistungsänderungen ist in Abb. 4.15b bei Variation der Leistung vor dem Verstärker für verschiedene RW-Ströme dargestellt. Mit steigender Leistung vor dem Verstärker steigt auch die Abschwächung ausgehend von Werten kleiner 1 (also einer effektiven Verstärkung) schnell an. Bereits bei einer Leistung von 10 mW wird für alle RW-Ströme größer als 50 mA durch das Sättigungsverhalten des Verstärkers eine hinreichende Abschwächung der relativen Leistungsänderungen vor dem Verstärker um einen Faktor von mehr als 5 erreicht. Im weiteren Verlauf flacht der Anstieg der Abschwächung ab.

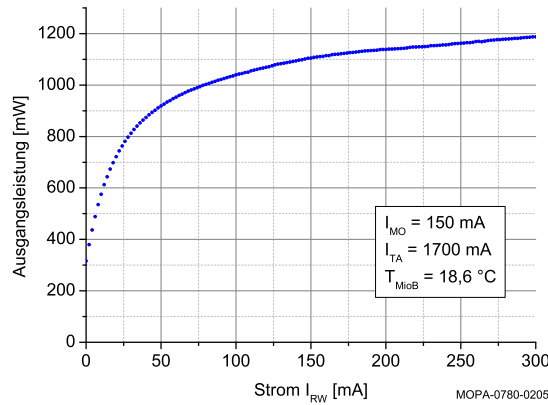


Abbildung 4.16.: Sättigungsverhalten des MOPA-Lasermoduls: Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls bei direkter Variation des RW-Stroms im Bereich des Arbeitspunkts

Abbildung 4.16 zeigt die Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls für variierten RW-Strom. Nach zunächst starkem Anstieg mit mehr als 20 mW/mA flacht die Kurve bei Strömen deutlich oberhalb einiger 10 mA ab bis auf Werte von 0,5 mW/mA bei 250 mA. Wie nachfolgend gezeigt wird, ist dieser Anstieg geringer als der im Trapez-Teil. Aus Effizienzgründen wurde der Arbeitsstrom des RW-Teils auf 200 mA festgesetzt und die benötigte Ausgangsleistung über den TA-Strom angepasst.

Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Strom durch die Trapez-Sektion des Verstärkers ist in Abb. 4.17a für verschiedene Temperaturen dargestellt. Bei der MioB-Arbeitstemperatur von 18,6 °C gibt es im Bereich von 1000 – 2800 mA einen linearen Anstieg von 1 mW/mA. Anschließend flacht die Kurve ab. Bei 4000 mA wird eine Leistung von 3090 mW erreicht. Vergleicht man nun die Kurven für die verschiedenen Temperaturen miteinander, so zeigt sich, dass der lineare Bereich mit sinkender Temperatur länger und steiler wird. Dieser mit sinkender Temperatur steigende Anstieg der Kennlinie ist ein bekanntes Phänomen [86]. Bei 10 °C ergibt sich eine maximale Ausgangsleistung von 3700 mW.

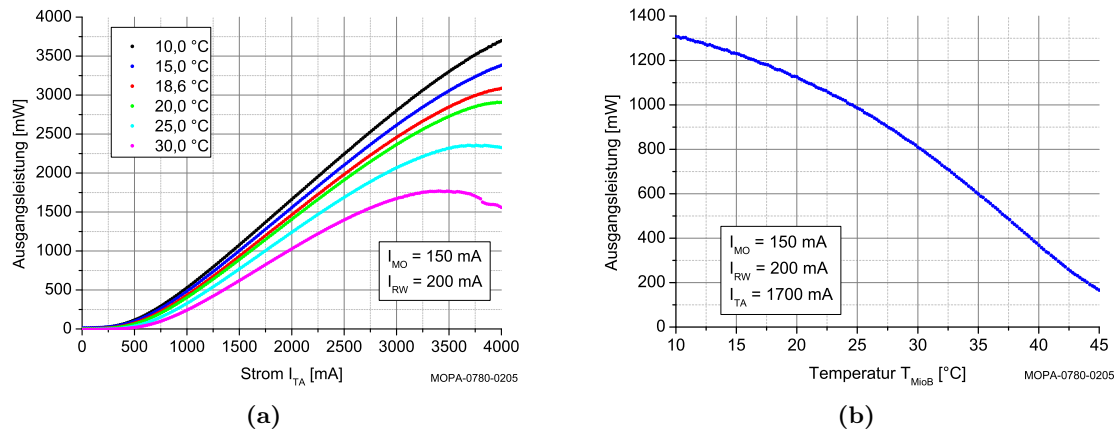


Abbildung 4.17.: Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls: (a) bei Variation des TA-Stroms für verschiedene Temperaturen und (b) bei direkter Variation der MioB-Temperatur am Arbeitspunkt

In Abb. 4.17b ist die Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls bei den gewählten Arbeitsströmen für verschiedene Temperaturen dargestellt. Beim Durchstimmen der Temperatur von 10 °C bis 45 °C sinkt die Ausgangsleistung von 1300 mW auf 160 mW ab. Die Steilheit dieses Absinkens ändert sich jedoch. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass eine Vielzahl von unterschiedlich temperaturabhängigen Faktoren zusammenwirken. So sinkt die Strom-Leistungs-Effizienz wie bereits erwähnt mit der Temperatur und die Transparenzstromdichte und (Laser)schwelle steigen mit der Temperatur [86]. Diese Effekte wirken sowohl im MO als auch im PA. Darüber hinaus kann es mit zunehmender Abweichung der aktuellen Modultemperatur von der für die Integration gewählten Temperatur zu Dejustagen auf Grund thermischer Ausdehnung und Fehlanpassungen der linearen Ausdehnungskoeffizienten der verschiedenen Materialien (z.B. AlN (4,6 ppm/K, Glas der Mikrolinsen N-LaF21(6,0 ppm/K)) kommen, die die Kopplung von MO und PA verändern. Allgemein lässt sich die Ausgangsleistung des MOPA-Lasermoduls aber durch eine Verringerung der Temperatur erhöhen. Praktisch sind dem jedoch verschiedene Grenzen gesetzt. So sind beispielsweise weder die Lasermodule selbst noch das QUANTUS-2-Lasersystem hermetisch gekapselt, wodurch bei zu niedrigen Temperaturen das Risiko der Kondensation besteht¹¹. Eine andere Grenze liegt darin, dass die gewünschte atomare Übergangsfrequenz mit von Elektronik und MO erreichbaren Injektionsströmen getroffen werden muss. Auf Basis dieser Abwägungen wurde die Arbeitstemperatur des MO auf 18,6 °C gesetzt. Um bei dieser Temperatur nun eine Ausgangsleistung von mehr als 1 W sicherzustellen, wird als Arbeitsstrom des Trapez-Verstärkers 1700 mA gewählt. Dies führt am Arbeitspunkt zu einer Ausgangsleistung von 1,15 W.

Linienbreite

Ein Vergleich der Linienbreiten von MO und MOPA-Lasermodul ist in Abb. 4.18 dargestellt. Vom MOPA-Lasermodul wird das Verhalten des MO (vgl. Abschnitt 4.4.2) reproduziert. Es ist

¹¹Zum Zeitpunkt des Schreibens dieser Arbeit werden am FBH gekapselte Lasermodule für zukünftige Aufbauten vorbereitet.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

kein signifikanter Einfluss des Verstärkers erkennbar und das MOPA-Lasermodul erreicht am Arbeitspunkt ($I_{MO} = 150 \text{ mA}$) eine Lorentz-Linienbreite von 145 kHz und eine -3 dB -Linienbreite von 1,4 MHz. Die in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen werden somit auch vom gesamten MOPA-Lasermodul erfüllt.

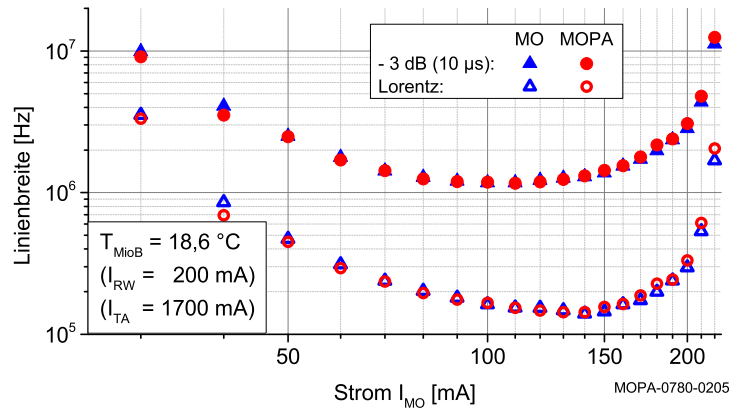


Abbildung 4.18.: Linienbreite des MOPA-Lasermoduls (rot) für verschiedene Injektionsströme des Master Oszillators (zum Vergleich wurden auch die beim MO gemessenen Werte in blau dargestellt)

4.5. Mechanischer Test

Zur Verifikation ihrer mechanischen Stabilität wurden mit den MOPA-Lasermodulen bereits vor dem Einsatz im QUANTUS-2-Lasersystem Vibrationstests durchgeführt. Diese dienen zum einen der Qualifizierung für den geplanten Katapulteinsatz, zum anderen aber auch als Demonstration der erweiterten Einsetzbarkeit für Raketenmissionen. Im folgenden Abschnitt werden die Tests sowie ihre Resultate dargestellt.

4.5.1. Durchführung der Vibrationstests

Zur Untersuchung der mechanischen Stabilität der Lasermodule wurden mit einem der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Lasermodule Vibrationstests durchgeführt. Dabei wurde das bereits charakterisierte Lasermodul nacheinander entlang der drei Raumachsen belastet und anschließend elektro-optisch charakterisiert. Der Test wurde mit zwei verschiedenen Belastungsprofilen (siehe Abb. 4.19) durchgeführt.

Das Profil bei Test 1 ($8,1 g_{RMS}$) entsprach den zu erwartenden Beschleunigungen durch Vibration beim Raketenstart der MAIUS-Mission [74, 120] und wurde gewählt, da die dafür vorgesehenen Lasermodule dieselbe Technologie zur Befestigung der Linsen und Isolatoren nutzen. Das zweite Profil ($21,4 g_{RMS}$) entspricht dem Start eines Kommunikationssatelliten. Es soll an dieser Stelle beispielhaft die Belastungen bei einer Satellitenmission abbilden. Die Unterschiede zwischen den Belastungsprofilen resultieren aus dem Einsatz unterschiedlicher Raketen, die für die beiden Einsatzgebiete genutzt werden. Die Tests wurden bei der Firma Astro- und

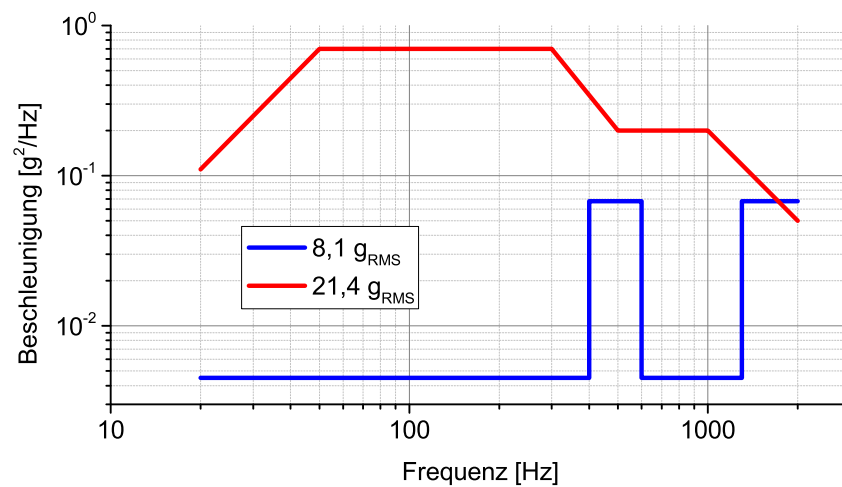


Abbildung 4.19.: Belastungsprofile der Vibrationstests (Zahlenwerte in Tab. B.1)

Feinwerktechnik Adlershof GmbH mit der Vibrationstestanlage B335 der Firma Ling Electronics durchgeführt. Der Aufbau des Lasermoduls auf der Rüttelplatte ist in Abb. 4.20 dargestellt.

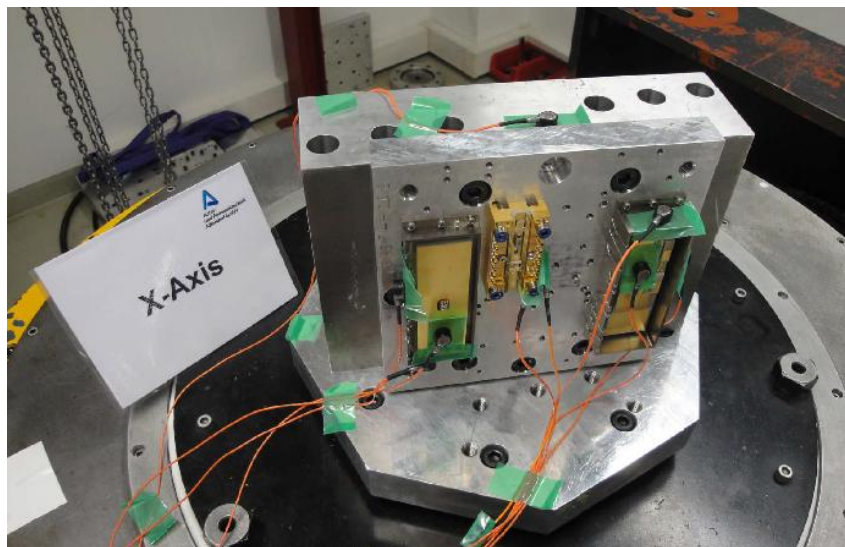


Abbildung 4.20.: Aufbau des Vibrationstests mit MOPA-Lasermodul auf dem Shaker zwischen zwei anderen Testkörpern

4.5.2. Ergebnis der Vibrationskampagne

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Vibrationstests dargestellt, die sich durch einen Vergleich der elektro-optischen Eigenschaften des Moduls vor und nach der Belastung ergeben. Die Resultate wurden im Rahmen dieser Dissertation bereits in [82] publiziert.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

Spektrum

In Abbildung 4.21 sind die Emissionsspektren des MOPA-Lasermoduls vor und nach den Vibrationstests dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde für diese Tests ein Lasermodul mit zwei charakteristischen Modensprüngen ausgewählt. In den nach den Vibrationstests aufgenommenen Spektren ist kein Einfluss der Belastungen erkennbar. Auch die Modenssprünge haben sich nicht verschoben.

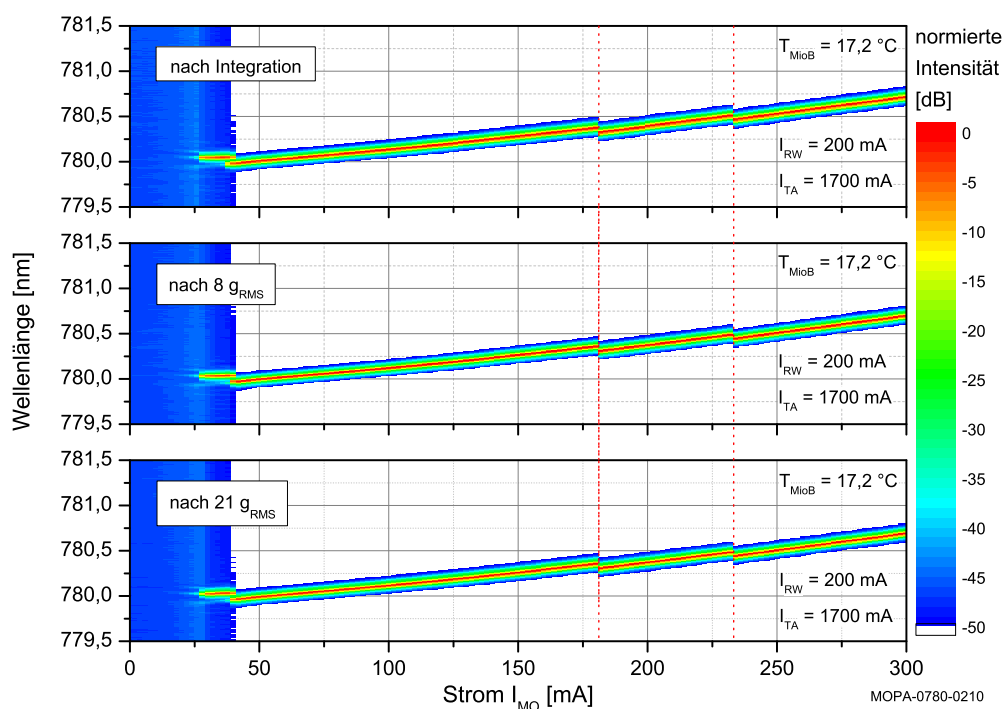


Abbildung 4.21.: Vergleich der Emissionsspektren des MOPA-Lasermoduls vor (oben) und nach den Vibrationstests mit 8 g_{RMS} bzw. 21 g_{RMS} (Mitte bzw. unten)

PI-Kennlinie

Die Auswirkungen der Vibrationstests auf die PI-Kennlinien des MOPA-Lasermoduls sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Zur Untersuchung der Leistung des gesamten Lasermoduls wurde, wie in Abb. 4.22a gezeigt, der Injektionsstrom in den Trapez-Teil des Verstärkers durchgeföhren. Dabei zeigte sich keine signifikante Veränderung nach den Vibrationstests. Darüber hinaus wurde die mechanisch kritischere Einkopplung in den Verstärker untersucht, indem der Injektionsstrom in die DFB-Laserdiode und somit ihre Leistung durchgeföhren wurde (Abb. 4.22b). Nach den Vibrationstests konnte das Sättigungsverhalten des Verstärkers vom Zeitpunkt der Integration reproduziert werden. Unter Einbeziehung der ermittelten Justagetoleranzen (vgl. Abb. 4.8) lässt sich die Obergrenze für eine potentielle Verschiebung der Mikrolinsen zwischen DFB-Laserdiode und Verstärker auf einen Wert von maximal einem Mikrometer festlegen.

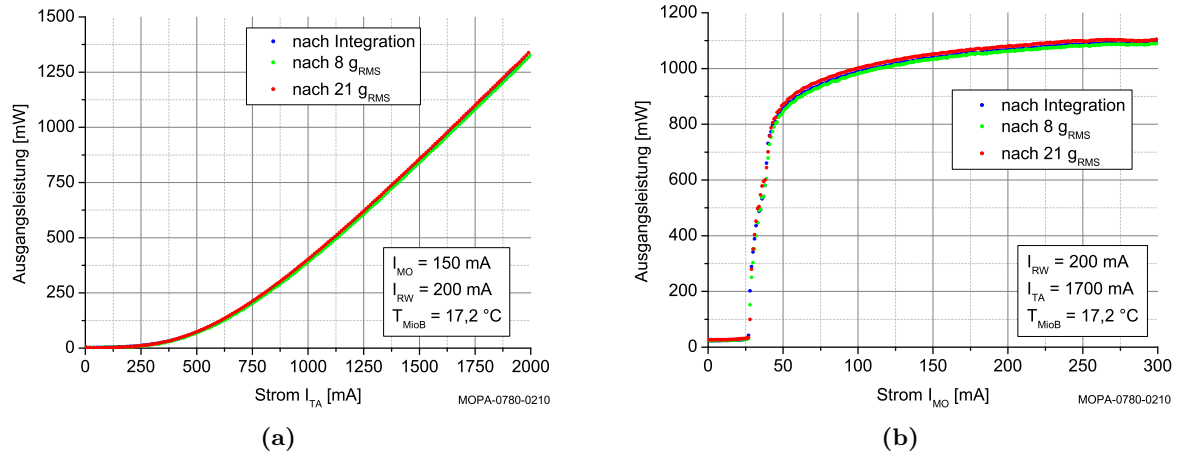


Abbildung 4.22.: Vergleich der PI-Kennlinien des MOPA-Moduls vor und nach den Vibrationstests mit $8 g_{RMS}$ bzw. $21 g_{RMS}$ für Änderung des Injektionsstroms in den Trapez-Teil (a) und in die DFB-Laserdiode (b)

Linienbreite

Die Resultate der Linienbreitenmessungen für verschiedene MO-Ströme vor und nach den Vibrationstests sind in Abb. 4.23 dargestellt. Die jeweiligen Messpunkte liegen fast übereinander. Nur beim kleinsten Strom ($I_{MO} = 50$ mA) gibt es Abweichungen, die sich aber durch den instabilen Betrieb in der Nähe des ersten Modensprungs (vgl. Abb. 4.21) erklären lassen. Somit ist kein Einfluss der Vibrationstests auf die Linienbreite des Lasermoduls erkennbar.

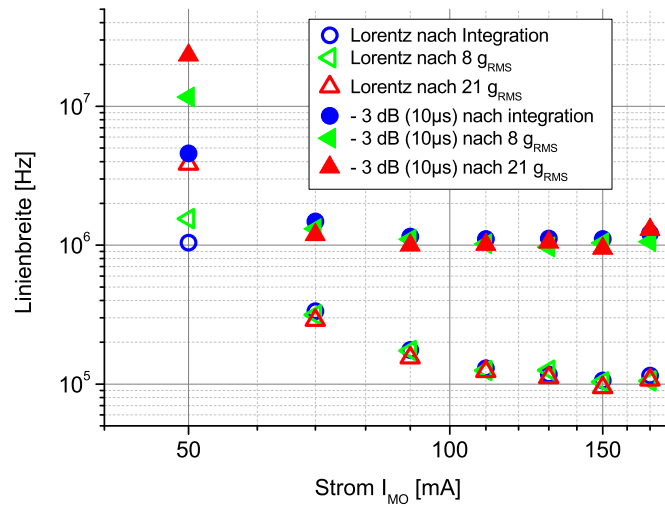


Abbildung 4.23.: Vergleich der Linienbreiten des MOPA-Lasermoduls vor und nach den Vibrationstests mit $8 g_{RMS}$ bzw. $21 g_{RMS}$: dargestellt sind die Lorentz- und die -3 dB-Linienbreiten des einzelnen Lasermoduls über dem Injektionsstrom in den MO.

4. Eine kompakte schmalbandige Strahlquelle hoher Leistung

Bewertung der Ergebnisse der Vibrationstests

Das Lasermodul hat die Vibrationstests sowohl mechanisch als auch elektro-optisch unbeschadet überstanden. Somit konnten die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und aufgebauten MOPA-Lasermodule die für ausgewählte Raketenmissionen geforderte Stabilität nachweisen. Die daraus abgeleitete Eignung für den Einsatz im Katapultbetrieb des Fallturms konnte inzwischen, wie in Abschnitt 6.1 dargestellt wird, bestätigt werden.

4.6. Resümee der Entwicklung einer kompakten schmalbandigen Strahlquelle hoher Leistung

Aus der in Kapitel 3 dargestellten Aufgabe der Entwicklung eines kompakten Lasersystems für die QUANTUS-2-Apparatur ergab sich die Forderung nach kompakten und robusten Strahlquellen für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion kalter Atome. Entsprechende mikointegrierte Strahlquellen [82] wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, aufgebaut und elektro-optisch sowie mechanisch qualifiziert. Sie basieren auf dem MOPA-Konzept und ermöglichen Ausgangsleistungen im Watt-Bereich bei gleichzeitig spektral schmalbandiger Emission mit Linienbreiten im Bereich von 100 kHz (Lorentz) bzw. 1 MHz (-3 dB @ $10\text{ }\mu\text{s}$). Im Rahmen des Rb-Teils des QUANTUS-2-Lasersystems werden diese MOPA-Lasermodule inzwischen routinemäßig für Experimente im Bremer Fallturm genutzt. Darüber hinaus werden sie auch in der Apparatur QUANTUS-1 genutzt [121].

Die Linienbreite der Lasermodule bildete ein entscheidendes Kriterium für deren (inzwischen nachgewiesene) Nutzbarkeit für Experimente mit kalten Atomen. Aus diesem Grund war die Fähigkeit, die Linienbreite messen zu können, ein wichtiges Hilfsmittel bei der Entwicklung der Lasermodule. Die in diesem Kapitel bereits genutzten Messmethoden und -aufbauten wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und sollen im nachfolgenden Kapitel detailliert vorgestellt werden.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Arbeiten zur Vermessung der Linienbreite oder allgemeiner der spektralen Stabilität von Lasern vorgestellt. Diese waren nötig, da die spektrale Stabilität ein entscheidendes Kriterium für die Nutzbarkeit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasermodule (vgl. 3.1) darstellt. So wurde eine Messmethode gesucht, mit der sich die spektrale Stabilität freilaufender Laser so charakterisieren lässt, dass man aus der Bestimmung der spektralen Stabilität Vorhersagen z.B. über die Stabilisierbarkeit der Laser oder die erreichbare Messgenauigkeit der damit durchgeführten Experimente ableiten kann. Der konkrete Messaufbau sollte dabei nicht nur die für QUANTUS-2 benötigten Wellenlängen 767 nm und 780 nm abdecken, sondern auch für die in Verbindung mit dieser Arbeit aufgebauten Lasermodule bei 1060 nm [87] geeignet sein. Diese Erweiterung des Wellenlängenbereichs ist zudem durch die Planungen für die Höhenforschungsraketenmissionen MAIUS-2 und -3 motiviert, bei denen ein mikrointegriertes Diodenlasermodule bei 1064 nm zur Erzeugung einer optischen Dipolfalle [122] eingesetzt werden soll. Nachfolgend werden die Messkonzepte vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und genutzt wurden, um die spektrale Stabilität von Lasern zu charakterisieren. Details zu der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messmethode wurden bereits in [123] publiziert. Zunächst sollen jedoch die Begriffe spektrale Stabilität und Linienbreite erläutert werden.

Zur Klarstellung sei hier erwähnt, dass die Weiterentwicklung der DFB-Laserdioden hin zu schmalen Linienbreiten, die parallel zu dieser Arbeit lief [103], zwar von den im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten Messmethoden profitierte, aber von anderen Kollegen am FBH durchgeführt wurde und nicht Bestandteil dieser Arbeit ist.

5.1. Spektrale Stabilität bzw. Linienbreite

In diesem Abschnitt werden die Größen vorgestellt die im Rahmen dieser Arbeit zur Beschreibung der spektralen Stabilität genutzt wurden. Zunächst sollen jedoch einige dafür benötigte Größen eingeführt werden.

Zeitliche Entwicklung eines elektrischen Feldes

Die zeitliche Entwicklung eines elektrischen Feldes sei gegeben durch

$$E(t) = [E_0 + \epsilon(t)] \cdot \cos[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] . \quad (5.1)$$

Dabei ist E_0 die nominelle Amplitude, $\epsilon(t)$ die Abweichung von der nominellen Amplitude, ν_0 die nominelle Frequenz und $\varphi(t)$ die Phasenabweichung von der nominellen, linearen Phasenent-

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

wicklung $2\pi\nu_0 t$. Darüber hinaus wird die Abweichung der Momentanfrequenz von der nominellen Frequenz als Frequenzfluktuation $\nu(t)$ definiert:

$$\begin{aligned}\nu(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \{2\pi\nu_0 t + \varphi(t)\} - \nu_0 \\ &= \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi} .\end{aligned}\tag{5.2}$$

Die spektrale Leistungsdichte PSD

Zur Definition der spektralen Leistungsdichte (power spectral density, PSD) einer Größe (Zufallsvariable) $A(t)$ wird zunächst eine abgeschnittene Version von $A(t)$ definiert, die auf den Zeitbereich $-\frac{T}{2}$ bis $\frac{T}{2}$ beschränkt ist:

$$A_T(t) = \begin{cases} A(t) & \text{für } |t| \leq \frac{T}{2} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}\tag{5.3}$$

Die PSD von $A(t)$ ist dann über den folgenden Grenzwert definiert

$$S_A(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E[|\mathcal{F}\{A_T\}(f)|^2]}{T},\tag{5.4}$$

wobei $E[\]$ den Erwartungswert und $\mathcal{F}\{\ }$ die Fouriertransformierte bezeichnet. Der Weg über die abgeschnittene Version $A_T(t)$ wird genutzt, da die Fouriertransformierte von $A(t)$ nicht immer definiert ist. Dies gilt insbesondere bei zeitlich kontinuierlichen Prozessen.

Ist $A(t)$ reell, so ist seine PSD symmetrisch ($S_A(f) = S_A(-f)$). Da in diesem Fall die gesamte Information bei den Werten von $S_A(f)$ mit positiven Fourierfrequenzen und $f = 0$ enthalten ist, bietet sich die Definition einer einseitigen PSD an. Diese wird nachfolgend gesondert mit $S_A^{1\text{-seitig}}(f)$ gekennzeichnet und berechnet sich über:

$$S_A^{1\text{-seitig}}(f) = \begin{cases} 2 \cdot S_A(f) & \text{für } f > 0 \\ S_A(0) & \text{für } f = 0 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}\tag{5.5}$$

Die Autokorrelation

Die Autokorrelation einer Größe (Zufallsvariable) $A(t)$ ist definiert über:

$$R_{A,A}(t, \tau) = E[A(t) \cdot A^*(t + \tau)],\tag{5.6}$$

wobei $E[\]$ den Erwartungswert bezeichnet.

Ist $A(t)$ schwach stationär, so gilt:

$$R_{A,A}(t, \tau) = R_{A,A}(\tau).\tag{5.7}$$

5.1.1. Phasenrauschen

Nach [124] ist die Standardgröße zur Beschreibung von Frequenz- oder Phasen(in)stabilitäten im Frequenzbereich das Phasenrauschen $\mathcal{L}(f)$, das wiederum über die einseitige PSD (5.4) $S_\varphi^{1\text{-seitig}}(f)$ der Phasenfluktuation $\varphi(t)$ definiert ist

$$\mathcal{L}(f) = \frac{S_\varphi^{1\text{-seitig}}(f)}{2} . \quad (5.8)$$

In dieser Arbeit wird bei der graphischen Darstellung der spektralen Stabilität die mit dieser Größe verknüpfte PSD der Frequenzfluktuation $\nu(t)$

$$S_\nu^{1\text{-seitig}}(f) = f^2 \cdot S_\varphi^{1\text{-seitig}}(f) \quad \text{mit} \quad \nu(t) = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi} \quad (5.9)$$

verwendet (Herleitung in Anhang A.1.1), da sich daran z.B. das Niveau des weißen Frequenzrauschens direkt ablesen und die Lorentz-Linienbreite daraus berechnen lässt (Herleitung in Anhang A.1.2).

5.1.2. Linienbreite

Obgleich sich die spektrale Stabilität nur durch das Phasenrauschen $\mathcal{L}(f)$, also die PSD der Phasenfluktuation, oder durch die entsprechende PSD der Frequenzfluktuation vollständig beschreiben lässt, wird zur Vereinfachung des Vergleichs von Lasern häufig die Linienbreite herangezogen. Diese gibt die -3 dB -Breite der PSD vom elektrischen Feld des Lasers $S_{E_{\text{Laser}}}(f)$ an. Die Angabe der spektralen Stabilität in Form der -3 dB -Breite stellt aber eine Reduktion von Informationen dar, da die Aussage über die Form des Rauschspektrums entfällt. Darüber hinaus kann bei der alleinigen Betrachtung von $S_{E_{\text{Laser}}}(f)$ im Allgemeinen nicht eindeutig zwischen dem Einfluss von Amplituden- und Phasenrauschen unterschieden werden. Im Fall von nicht vernachlässigbarem Amplitudenrauschen wird also nicht mehr ausschließlich die spektrale Stabilität bewertet.

Als Kompromiss zwischen dem Wunsch nach der einfachen Vergleichbarkeit der spektralen Stabilität verschiedener Laser und dem Wunsch, den Einfluss des Amplitudenrauschens zu unterdrücken, kann auch zunächst das Spektrum der Phasen- bzw. Frequenzfluktuationen bestimmt werden und daraus die -3 dB -Breite von einem $S_{E_{\text{Laser}}}(f)$ abgeleitet werden, dass sich ohne Amplitudenrauschens ergäbe. Dies bietet sich beispielsweise für den weißen Anteil des Frequenzrauschens an, da dieser analytisch zu einer Lorentz-förmigen PSD des elektrischen Feldes führt (Herleitung in Anhang A.1.2). Eine solche Umrechnung wird auch in dieser Arbeit genutzt und als Lorentz-Linienbreite bezeichnet. Für andere Formen des Frequenzrauschens ist eine analytische Ermittlung der entsprechenden PSD des elektrischen Feldes im Allgemeinen nicht möglich und erfordert numerische Methoden. Ein alternativer Ansatz [125] erlaubt jedoch für beliebige Formen des Frequenzrauschspektrums die Ableitung der -3 dB -Breite der PSD des elektrischen Feldes ohne die explizite Berechnung von $S_{E_{\text{Laser}}}$. Auch dieser Ansatz wurde im Rahmen dieser Arbeit genutzt und wird in Abschnitt 5.3.5 genauer vorgestellt.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

Alle vorgestellten Möglichkeiten zur Beschreibung der spektralen Stabilität haben gemein, dass eine ihnen gemäße Charakterisierung von Strahlquellen den experimentellen Zugang zu den jeweiligen Messgrößen erfordert. Hierzu geeignete Messkonzepte werden im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt.

5.2. Messkonzepte

Wie im vorherigen Abschnitt dargelegt, ist zur vollständigen Charakterisierung der spektralen Stabilität eines Lasers die Bestimmung des Phasenrauschens $\mathcal{L}(f)$ notwendig. Hierzu existiert eine Vielzahl an Messmethoden. Einige davon arbeiten direkt im optischen Bereich und übersetzen das optische Signal mittels Frequenzdiskriminatoren wie z.B. Fabry-Pérot Etalons [126] oder atomaren Übergängen [127] in eine zur Frequenz proportionale elektrische Spannung (optische Frequenz-Spannungswandler). Andere Messmethoden nutzen einen zweiten Laser mit ähnlicher Frequenz, um das Signal durch eine Schwebungsmessung in den HF-Bereich zu transferieren, da danach für die Analyse auf den Einsatz von HF-Komponenten, -Messgeräten und -Methoden zur Untersuchung der spektralen Stabilität zurückgegriffen werden kann. Um die Eignung der verschiedenen Ansätze bewerten zu können, sei hier daran erinnert, dass es das Ziel war, die spektrale Stabilität von freilaufenden Lasern im Wellenlängenbereich von 767 nm bis 1060 nm untersuchen zu können.

Frequenzdiskriminatoren

Für die Nutzung eines Frequenzdiskriminators ist der Betrieb des Lasers in dem Frequenzband des Diskriminators notwendig. Beim Einsatz von optischen Kavitäten oder atomaren oder molekularen Ensembles ist dies in der Regel ein Bruchteil der Linienbreite der optischen Resonanz. Speziell bei hochauflösenden Diskriminatoren liegt die jeweilige Bandbreite im Bereich von MHz. Daraus ergeben sich drei Herausforderungen. Zum Ersten lässt sich üblicherweise nicht der gesamte Wellenlängenbereich mit einem Frequenzdiskriminator abdecken¹. Der daraus resultierende Bedarf eine großen Anzahl von Messaufbauten für verschiedene Wellenlängen vorzuhalten, ist ein Nachteil von Frequenzdiskriminatoren gegenüber den noch zu erörternden, alternativen Verfahren. Zum Zweiten resultiert aus der begrenzten Bandbreite direkt eine Maximalfrequenz, bis zu der das Frequenzrauschen analysiert werden kann. Wie kritisch diese Einschränkung ist, hängt von der Bandbreite des jeweiligen Frequenzdiskriminators und den für die jeweilige Messung relevanten Rauscheigenschaften des Lasers ab. Eine markante Eigenschaft des Frequenzrauschens ist beispielsweise die Fourierfrequenz, oberhalb der die PSD der Frequenzfluktuationen konstant ist (weißes Frequenzrauschen). Diese liegt bei einigen DFB-Diodenlasern beispielsweise, wie in Abschnitt 5.4.3 gezeigt wird, bei Frequenzen im Bereich einiger MHz und ist beim Einsatz von Frequenz-Spannungswandlern mit einer Bandbreite von einigen MHz, wie sie die Atomspektroskopie oder die Spektroskopie hinreichend breitbandiger optischer Resonatoren liefern, noch messbar. Zum Dritten muss die Momentanfrequenz $\nu_0 + \nu(t)$ des Lasers während der gesamten Messdauer innerhalb der Diskriminatorflanke liegen. Speziell die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten

¹Ein Homodyn-Interferometer mit kurzer Verzögerungsstrecke wäre möglich, hätte aber u.a. die gleichen Einschränkungen wie die später erläuterte SDH-Technik.

Diodenlaser zeigen aber trotz Temperaturstabilisierung Frequenzdriftraten, die im Bereich einiger 100 MHz/s liegen können. Somit wäre eine aktive Frequenzstabilisierung auf den Diskriminator erforderlich, die den Gültigkeitsbereich der Frequenzrauschmessung auf Fourierfrequenzen klar oberhalb der jeweiligen Regelbandbreite begrenzt. Auch in diesem Fall hängt die daraus resultierende Einschränkung von den konkreten Messanforderungen ab. Anzumerken ist, dass sich auch das freilaufende Verhalten unterhalb der Regelbandbreite durch die zusätzliche Analyse der Fehler- und Regelsignale der Frequenzstabilisierung teilweise rekonstruieren lässt. Dies erfordert allerdings eine umso genauere Kenntnis und Stabilität der Übertragungsfunktion des Regelkreises, je genauer die Rekonstruktion sein soll. Das Verfahren ist also mit einigen Einschränkungen und, sofern man diese Überwinden möchte, mit erheblichen experimentellen Unsicherheiten verknüpft. Auf Grund der genannten Einschränkungen beim Einsatz von Frequenzdiskriminatoren wurde im Rahmen dieser Arbeit der Ansatz einer Schwebungsmessung verfolgt.

Phasenempfindliche Messungen mittels Schwebungsmessung

Bei einer Schwebungsmessung wird die Emission von zwei Lasern mit ähnlicher Emissionsfrequenz auf einer Photodiode überlagert. Der resultierende Photostrom ist proportional zur einfallenden Leistung und hinter dem üblicherweise nachgeschalteten Transimpedanzverstärker kann eine Spannung U_{PD} abgegriffen werden:

$$\begin{aligned} U_{PD}(t) &= \eta \cdot \{E_1(t) + E_2(t)\}^2 \\ &= \eta \cdot \{[E_{10} + \epsilon_1(t)] \cos[2\pi\nu_{10}t + \varphi_1(t)] + [E_{20} + \epsilon_2(t)] \cos[2\pi\nu_{20}t + \varphi_2(t)]\}^2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

wobei der Proportionalitätsfaktor η alle konstanten Umrechnungsfaktoren (elektrische Feldkonstante, Lichtgeschwindigkeit, Quanteneffizienz des Detektors, Transimpedanzverstärkung usw.) einschließt. Da Oszillationen im Bereich der optischen Frequenz von der Photodiode zeitlich nicht aufgelöst werden können, vereinfacht sich (5.10) unter der zusätzlichen Annahme einer AC-gekoppelten² Photodiode zu:

$$U_{PD}^{AC}(t) = \eta \cdot [E_{10}E_{20} + \epsilon_1(t)\epsilon_2(t) + E_{10}\epsilon_2(t) + E_{20}\epsilon_1(t)] \cdot \cos[2\pi\Delta\nu_0t + \Delta\varphi(t)] \quad (5.11)$$

mit der Differenzfrequenz $\Delta\nu_0 = \nu_{10} - \nu_{20}$ der beiden Laser und ihrer relativen Phasenfluktuation $\Delta\varphi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$. Die Differenzfrequenz wird dabei so gewählt, dass sie in der Bandbreite der verwendeten HF-Geräte liegt. Bei allen Messungen, die auf der Erzeugung eines Schwebungssignals beruhen, ist wegen der Symmetrie von (5.11) im Messergebnis nicht mehr zwischen den Beiträgen der einzelnen Laser zu unterscheiden. Die Eigenschaften der Strahlung eines einzelnen Lasers lassen sich so in der Regel nicht ermitteln.

Dieser Sachverhalt soll hier kurz anhand der PSD der Phasenfluktuation erläutert werden. Gemessen wird nun also $S_{\Delta\varphi}(f)$, was sich über das Wiener-Khintchine-Theorem [128, 129] wie

²Zeitlich konstante Beiträge werden herausgefiltert.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

folgt ausdrücken lässt:

$$\begin{aligned}
S_{\Delta\varphi}(f) &= \mathcal{F}\{R_{\Delta\varphi,\Delta\varphi}(\tau)\} \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} E[\{\varphi_1(t) - \varphi_2(t)\} \cdot \{\varphi_1(t + \tau) - \varphi_2(t + \tau)\}] \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \{E[\varphi_1(t) \cdot \varphi_1(t + \tau)] + E[\varphi_2(t) \cdot \varphi_2(t + \tau)] \\
&\quad - E[\varphi_1(t) \cdot \varphi_2(t + \tau)] - E[\varphi_2(t) \cdot \varphi_1(t + \tau)]\} \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (5.12) \\
&= S_{\varphi_1}(f) + S_{\varphi_2}(f) - \mathcal{F}\{R_{\varphi_1,\varphi_2}(\tau) + R_{\varphi_2,\varphi_1}(\tau)\} . \quad (5.13)
\end{aligned}$$

$E[\]$ bezeichnet hier den Erwartungswert. Im Fall zweier unabhängiger Laser sind die Phasenfluktuationen $\varphi_1(t)$ und $\varphi_2(t)$ auch unabhängig voneinander. Dies setzt voraus, dass es keine auf beide Laser gleichermaßen einwirkenden Störeinflüsse gibt. Die Kreuzkorrelation $R_{\varphi_1,\varphi_2}(\tau) = R_{\varphi_2,\varphi_1}(-\tau)$ ist in diesem Fall also null und 5.13 vereinfacht sich zu

$$S_{\Delta\varphi}^{\text{unabh.}}(f) = S_{\varphi_1}(f) + S_{\varphi_2}(f). \quad (5.14)$$

Gemessen wird also die Summe des Phasenrauschens der beiden Laser. Daran zeigt sich ein generelles Problem bei Schwebungsmessungen: Rückschlüsse auf den individuellen Laser erfordern immer zusätzliche Kenntnisse oder Annahmen. So sind Rückschlüsse beispielsweise möglich, wenn einer der Laser vernachlässigbar rauscharm ist

$$S_{\varphi_1}(f) \gg S_{\varphi_2}(f) \quad \rightarrow \quad S_{\Delta\varphi}^{\text{unabh.}}(f) = S_{\varphi_1}(f) \quad (5.15)$$

oder beide Laser „identisch“ sind

$$S_{\varphi_1}(f) = S_{\varphi_2}(f) \quad \rightarrow \quad \frac{S_{\Delta\varphi}^{\text{unabh.}}(f)}{2} = S_{\varphi_1}(f) . \quad (5.16)$$

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Schwebungsmessungen erfolgte die Auswertung des Schwebungssignals (5.11) zunächst mit Hilfe eines HF-Analysators und dessen Standardfunktionen im Frequenzbereich. Diese Analysemethoden werden im folgenden Abschnitt beschrieben. Die zur Überwindung der dabei auftretenden Limitationen entwickelten und genutzten Messkonzepte werden im Anschluss erläutert.

5.2.1. Zugang im Frequenzbereich - Klassische HF-Analyse

Auf Grund ihrer (nach Erzeugung des Schwebungssignals) direkten Verfügbarkeit wurden zunächst die beiden nachfolgend beschriebenen Methoden zur Analyse der spektralen Stabilität der MOPAs genutzt. Wie aus den so gewonnen Aussagen über die Frequenzstabilität der Laser zueinander auf die Frequenzstabilität eines einzelnen Lasers geschlossen werden kann, wurde vom Autor dieser Arbeit zusammen mit Stefan Spießberger [130] erarbeitet.

HF-Spektrum des Schwebungssignals

Bei einer direkten Analyse des Schwebungssignals (5.11) mit einem HF-Analysator wird üblicherweise die spektrale Leistungsdichte $S_{U_{PD}}^{AC}(f)$ des Schwebungssignals betrachtet. Somit ist dieser Ansatz in erster Linie zur Messung von Linienbreiten des Emissionsspektrums (vgl. Abschnitt 5.1.2) geeignet. Allerdings können auch hier durch die verschiedenen Formen der Spektren Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Rauscheinflüsse gezogen werden. Der weit ab vom Träger des HF-Spektrums dominierende Lorentz-förmige Anteil des Spektrums entspricht einem weißen Frequenzrauschspektrum, das dem nicht technisch bedingten, „fundamentalen“ Frequenzrauschen zugeordnet wird. Technisches Rauschen führt in der Regel zu einem Gauß-förmigen HF-Spektrum [91, 131], das bei niedrigem Frequenzabstand vom Träger dominiert. Die Kombination dieser beiden bei Diodenlasern häufig dominierenden Rauscheinflüsse führt im HF-Spektrum zu einer Faltung des dem weißen Frequenzrauschen entsprechenden Lorentz-Profiles mit dem durch das technische Rauschen bestimmten Gauß-Profil. Das aus dieser Faltung von Lorentz- und Gauß-Profil resultierende Profil wird als Voigt-Profil bezeichnet. Es bildet auch die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit zunächst durchgeführte und rein auf der Analyse des HF-Spektrums beruhende Bestimmung der spektralen Stabilität [117].

Neben dem bereits bei der Einführung der Linienbreite angesprochenen Problem der Ununterscheidbarkeit der Einflüsse von Phasen- und Amplitudenfluktuationen im HF-Spektrum, tritt hier noch ein weiteres auf. Eine Drift der Differenzfrequenz zwischen den beiden Lasern kann dazu führen, dass die einzelnen Frequenzabschnitte des Spektrums, die während einer Messung mit einem *swept spectrum* Spektrumanalysator nacheinander aufgenommen werden, zu verschiedenen Differenzfrequenzen gehören. Wenn nun die Frequenzdrift während einer Messung größer als die Linienbreite der Laser ist, wird das Messergebnis verfälscht – „das Spektrum wird verschmiert“. Die für freilaufende Diodenlaser typischen Frequenzdriftraten im Bereich von 100 MHz/s können gerade bei schmalbandigen Lasern schnell zu einem solchen Fall führen. Entsprechend muss eine Drift der Differenzfrequenz bei dieser Messung unterdrückt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Methoden genutzt, um eine Frequenzdrift zu vermeiden. Zum einen wurde die Differenzfrequenz mit geringer Bandbreite aktiv stabilisiert. Zum anderen wurde nur ein Laser untersucht, indem er mit sich selbst überlagert und die daraus resultierende Schwebung analysiert wurde. Beide Methoden werden in Abschnitt 5.2.3 detailliert vorgestellt.

Ein zusätzliches Problem ist die Abhängigkeit der gemessenen Linienbreite von der Messzeit³. In Abb. 5.1 ist dies beispielhaft anhand der Ermittlung der –3 dB-Linienbreite aus einer Schwebungsmessung von zwei DFB-Diodenlasern dargestellt. Alle in Abb. 5.1a dargestellten Spektren sind Auswertungen ein und desselben, im Zeitbereich aufgenommenen Schwebungssignals⁴. Bei der Auswertung wurde die zur Berechnung des HF-Spektrums genutzte zeitliche Länge (Messdauer T) des im Zeitbereich aufgenommenen Schwebungssignals variiert. Dies beschreibt allerdings nur näherungsweise die Verhältnisse, die man bei einem *swept spectrum* Spektrumanalysator findet, wenn man die *sweep*-Zeit variiert.

Betrachtet man Abb. 5.1b beginnend mit den längsten Messzeiten, so gilt zunächst: je kürzer die Messzeit, also je gröber die Frequenzauflösung, desto geringer die gemessene –3 dB-Linienbreite.

³Dies gilt im Fall eines nicht weißen Frequenzrauschspektrums.

⁴Details zur Berechnung der HF-Spektren aus dem Zeitsignal werden in Abschnitt 5.3.4 vorgestellt.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

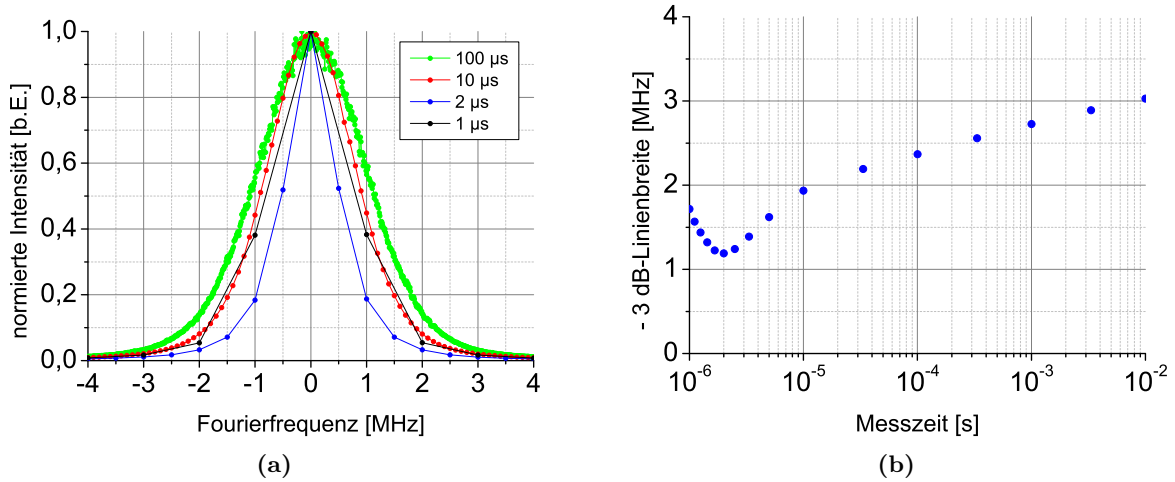


Abbildung 5.1.: HF-Spektrum (a) und daraus extrahierte -3 dB-Linienbreite (b) für verschiedene Messzeiten bei einer Schwebungsmessung zwischen zwei DFB-Laserdioden

Dies erklärt sich dadurch, dass Frequenzfluktuationen mit Frequenzen unterhalb der Frequenzauflösung nicht korrekt erfasst werden. Bei immer kürzeren Messzeiten wird die gemessene Linienbreite jedoch irgendwann durch die Frequenzauflösung selbst begrenzt. Die zusätzliche Angabe der Messzeit ist für die Vergleichbarkeit von Messungen also zwingend erforderlich.

Das Phasenrausch-Tool

Auf Grund der eingeschränkten Informationen, die dem soeben beschriebenen HF-Spektrum über die spektrale Stabilität entnommen werden können, wurde nach einem direkten Zugang zum Phasen- bzw. Frequenzrauschen gesucht. Das als Software-Zubehör für die elektrischen Spektrumanalysatoren FSW-26 und FSV-30 der Firma Rohde & Schwarz erhältliche Phasenrausch-Tool (*phase noise tool* Option FSW-K40) bildete im Rahmen dieser Arbeit den ersten Versuch für einen solchen Zugang.

Dieses Werkzeug misst allerdings nach einer alten Definition des Phasenrauschens $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$. Dabei wird in $S_E(f)$ die Leistung im jeweiligen Frequenzabstand Δf von der Trägerfrequenz ν_0 betrachtet:

$$\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f) = \frac{S_E(\Delta f + \nu_0)}{\int_{-\infty}^{\infty} S_E(f') df'}. \quad (5.17)$$

Diese Definition stimmt jedoch nur „weit neben dem Träger“ mit der aktuellen Definition von $\mathcal{L}(\Delta f)$ (5.8) mittels der PSD der Phasenfluktuationen überein und liefert entsprechend auch nur dort sinnvolle Phasenrauschwerte. Der für eine sinnvolle Messung minimal nötige Abstand vom Träger hängt von der Form des Rauschspektrums ab und lässt sich nicht allgemeingültig angeben. Im üblichen Einsatzgebiet von $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$, der Analyse von Mikrowellen-Oszillatoren, stellt die Abweichung zu $\mathcal{L}(\Delta f)$ kein Problem dar, da der Gültigkeitsbereich („weit neben dem Träger“) dort leicht eingehalten werden kann. Bei Diodenlasern hingegen führt die nicht ver-

nachlässigbare Breite des Trägers zu erheblichen Abweichungen zwischen dem mit Hilfe des Phasenrausch-Tools gemessenen Rauschspektrum $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$ und dem Phasenrauschspektrum $\mathcal{L}(\Delta f)$. Zur Verdeutlichung dieser Abweichung wurden Beispielmessungen mit dem Schwebungssignal von zwei DFB-Diodenlasern durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt das Resultat dieser Messungen. Die Messung mit dem Phasenrausch-Tool ist in blau dargestellt. Zusätzlich ist in rot eine Referenzmessung des Phasenrauschs basierend auf $\mathcal{L}(\Delta f)$ eingezeichnet. Diese wurde mit einem Verfahren durchgeführt, das in Abschnitt 5.3.2 vorgestellt wird.

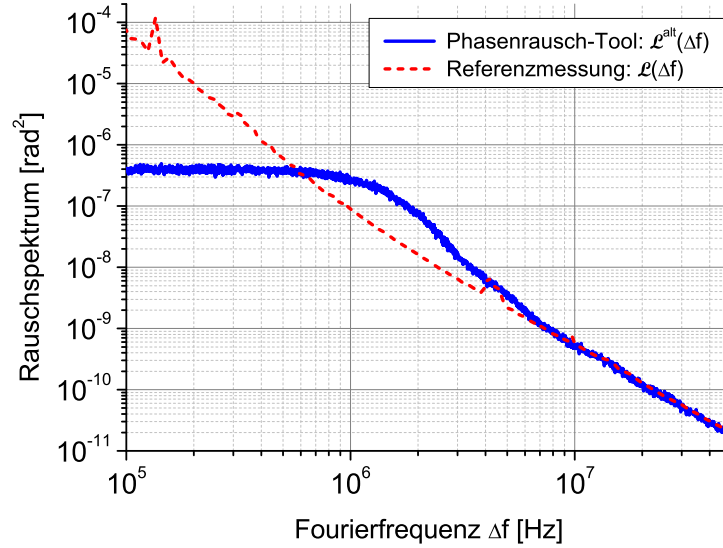


Abbildung 5.2.: Vergleich der Rauschmessung von zwei DFB-Laserdioden mit dem Phasenrausch-Tool des elektrischen Spektrumanalysators FSW-26 (blau) und der in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten Methode (rot gestrichelt)

Im Bereich des Trägers weicht die mit dem Phasenrausch-Tool gemessene Kurve (blau) stark von der nach der aktuellen Definition (5.8) gemessenen Referenzkurve (rot) ab. Zur Erklärung des flachen Verlaufs der blauen Kurve bei Fourierfrequenzen unterhalb von 1,5 MHz sei daran erinnert, dass die vom Phasenrausch-Tool genutzte Definition $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$ des Phasenrauschs auf der Messung der Leistung in einem Seitenband des Trägers beruht. Innerhalb der -3 dB -Breite des HF-Spektrums ändert sich die Leistung insgesamt per Definition jedoch nur um den Faktor 2. Somit ergibt sich in diesem Bereich ein fast konstanter Verlauf des Rauschspektrums. Im Bereich von Fourierfrequenzen zwischen 1,5 MHz und 7 MHz nähert sich die mit dem Phasenrausch-Tool gemessene Kurve der Referenzkurve. Oberhalb von 7 MHz stimmen beide Kurven überein. Dies ist das erwartete Verhalten „weit neben dem Träger“.

Um zu überprüfen, ob die Bedingung „weit neben dem Träger“ oberhalb von 7 MHz erfüllt ist, soll nachfolgend kurz die -3 dB -Breite des Trägers abgeschätzt werden. Da die nach $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$ gemessene Rauschkurve gemäß (5.17) nur eine normierte Version des HF-Spektrums ist, wurde dessen -3 dB -Breite durch Anpassung eines bei $f = 0$ zentrierten Voigt-Profiles an $\mathcal{L}^{\text{alt}}(\Delta f)$ zu 2,6 MHz abgeschätzt. Es handelt sich hierbei nur um eine Abschätzung, da die Breite des HF-Spektrums, wie zuvor gezeigt, von der Messzeit abhängt und diese bei Messungen mit dem

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

Phasenrausch-Tool für jede halbe Frequenzdekade angepasst wird. Dennoch lässt sich feststellen, dass Fourierfrequenzen oberhalb von 7 MHz klar außerhalb des Trägers liegen.

Messungen mit dem Phasenrausch-Tool können also nur in einem nach unten eingeschränkten Frequenzbereich Informationen über das Frequenzrauschen von Diodenlasern liefern. Trotz dieses beschränkten Gültigkeitsbereiches können Messungen mit dem Phasenrausch-Tool im Rahmen der Charakterisierung von Diodenlasern genutzt werden, da sich daraus z.B. das charakteristische Niveau des weißen Frequenzrauschens und somit die Lorentz-Linienbreite ermitteln lässt. Sie stellen damit eine sinnvolle Ergänzung zur reinen Auswertung der HF-Spektren dar [100]. Eine vollständige Charakterisierung gemäß [124] ist mit dem Phasenrausch-Tool jedoch nicht möglich.

Darüber hinaus haben die bereits bei der Untersuchung des HF-Spektrums als Problem identifizierten Frequenzdrifts hier die gleichen Auswirkungen. Sie würden den Gültigkeitsbereich der Messung auf Fourierfrequenzen einschränken, die weit oberhalb der während der Messung auftretenden Frequenzdrift liegen. Aus diesem Grund wurden auch für Messungen mit dieser Methode die bereits angesprochenen Mittel zur Unterdrückung der Frequenzdrift eingesetzt, die in Abschnitt 5.2.3 näher erläutert werden.

Limitation der Messung im Frequenzbereich

Den Messmethoden im Frequenzbereich ist gemein, dass sie nicht das Phasenrauschen $\mathcal{L}(f) = S_{\varphi}^{1\text{-seitig}}(f)/2$ sondern das HF-Spektrum $S_E^{1\text{-seitig}}(f)$ messen. Somit können sie nicht alle Informationen zur spektralen Charakterisierung des Emissionsspektrums eines Lasers liefern. Wie bereits dargestellt, kann eine Messung im Frequenzbereich zur Charakterisierung von Teilaspekten des Rauschspektrums wie beispielsweise dem Niveau des weißen Frequenzrauschens genutzt werden. Eine vollständige Charakterisierung erfordert jedoch einen anderen messtechnischen Zugang. Ein solcher wird nachfolgend vorgestellt.

5.2.2. Zugang im Zeitbereich - Quadraturkomponenten

Eine Alternative zum im vorherigen Abschnitt dargestellten direkten Zugang im Frequenzbereich ist der Zugang im Zeitbereich. Hierbei wird das Signal zunächst für eine bestimmte Messzeit T aufgezeichnet und anschließend analysiert.

Phasenrauschen aus dem Zeitsignal

An dieser Stelle sei noch einmal daran erinnert, dass die zur Beschreibung der spektralen Stabilität gewünschte Messgröße das Phasenrauschen ist, welches durch die PSD der (relativen) Phasenfluktuation beschrieben wird. Im Schwebungssignal (5.11) ist die relative Phasenfluktuation $\Delta\varphi(t)$ jedoch gar nicht direkt zugänglich. Sie taucht nur im Argument des Kosinus auf: $\cos[2\pi\Delta\nu_0 t + \Delta\varphi(t)]$. Zur Extraktion wird also ein zweites, idealerweise um 90° phasenverschobenes, Signal benötigt. Ein solches Signal wird auch Quadratursignal genannt. Erst mit Hilfe der beiden Quadraturkomponenten (in Phase / Quadratur (IQ)) lässt sich die relative Phasenfluktuation bestimmen.

Ein möglicher Zugang zu den IQ-Quadraturkomponenten liegt direkt im optischen Bereich z.B. durch den Einsatz von 90° -Hybriden [132, 133]. Diese haben jedoch einige Beschränkungen [134].

So muss die Phasenverzögerung teilweise aktiv stabilisiert werden, was zu den gleichen Problemen führt, die im vorherigen Abschnitt für die aktive Frequenzstabilisierung erläutert wurden. Auch ergeben sich aus dem Einsatz von balancierten Photodioden strenge Anforderungen an die Messbedingungen. Wie bereits erläutert, sollte der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Messplatz Messungen im Bereich von 767 nm bis 1064 nm erlauben. Ein derartig großer Bereich könnte nicht durch einen einzelnen 90°-Hybriden abgedeckt werden, da deren maximale Bandbreiten im Bereich von 100 nm liegen [135]. Aus diesen Gründen wurde nach einem alternativen Zugang zu den IQ-Quadraturkomponenten gesucht.

Gewählt wurde der Zugang mit Hilfe eines HF-Signalanalysators [123]. Dabei werden im HF-Signalanalysator aus dem Schwebungssignal beide Quadraturkomponenten erzeugt und ihr zeitlicher Verlauf gespeichert. Ein ähnliches Verfahren wurde in [136] zur Analyse von Mikrowellenoszillatoren genutzt. Allerdings war es im Rahmen dieser Arbeit möglich, den in [136] noch als Problem identifizierten Einfluss von Frequenzdrifts durch eine angepasste Analyse zu unterdrücken. Somit konnte eine Methode zur Extraktion des Phasenrauschens aus dem Schwebungssignal zur Verfügung gestellt werden, die alle aus der Vermessung der MOPAs resultierenden Anforderungen erfüllt und weit darüber hinaus einsetzbar ist. Das entsprechende Messverfahren wird im Abschnitt 5.3 detailliert erläutert.

5.2.3. Unterdrückung der Frequenzdrift

Wie in Abschnitt 5.2.1 bereits dargelegt, können während einer Schwebungsmessung auftretende Drifts der relativen Frequenz zwischen den beiden Diodenlasern die im Frequenzbereich durchgeführten Messungen der spektralen Rauscheigenschaften der Laser beeinflussen. Da auch die vorherigen Abschnitt vorgestellte Messung im Zeitbereich das durch Frequenzdrifts der Laser beeinflussbare Schwebungssignal nutzt, kann auch sie potentiell durch Frequenzdrifts gestört werden. Es ergeben sich also zwei Auswege. Zum einen kann eine Messmethode genutzt werden, die unempfindlich gegenüber Frequenzänderungen des Schwebungssignals ist. Ein solcher Ansatz wurde bei der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messmethode genutzt und wird in Abschnitt 5.3.2 vorgestellt. Zum anderen können die relativen Frequenzdrifts der Laser während der Messung direkt unterdrückt werden. Die zwei zu diesem Zweck im Rahmen dieser Arbeit angewandten Techniken werden nachfolgend vorgestellt und ihre Auswirkungen auf die Messung des Frequenzrauschspektrums erläutert.

Aktive Frequenzstabilisierung

Hierbei wird die Differenzfrequenz der beiden untersuchten Laser aktiv stabilisiert. Die Regelung erfolgt dabei üblicherweise über den Injektionsstrom eines der Laser. In Abb. 5.3 ist beispielhaft der Vergleich zwischen einer stabilisierten (blau) und einer nicht stabilisierten (rot) Messung der PSD der Frequenzfluktuation von zwei DFB-Lasern dargestellt. Im Vergleich zeigen sich die drei für eine Regelung üblichen Frequenzbereiche. Unterhalb der Regelbandbreite werden die Frequenzfluktuationen unterdrückt. Sie können also nicht direkt gemessen werden⁵. Im Bereich der Regelbandbreite kommt es zum sogenannten „Servo-Bump“, einer Überhöhung der

⁵Eine Rekonstruktion mit Hilfe von Fehler- und Regelsignal ist teilweise möglich.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

Frequenzfluktuationen bzw. allgemein der Störung. Auch in diesem Bereich kann das gemessene Signal nicht genutzt werden. Erst klar oberhalb der Regelbandbreite hat die Stabilisierung keinen Einfluss mehr und die mit und ohne Stabilisierung messbaren PSDs stimmen überein.

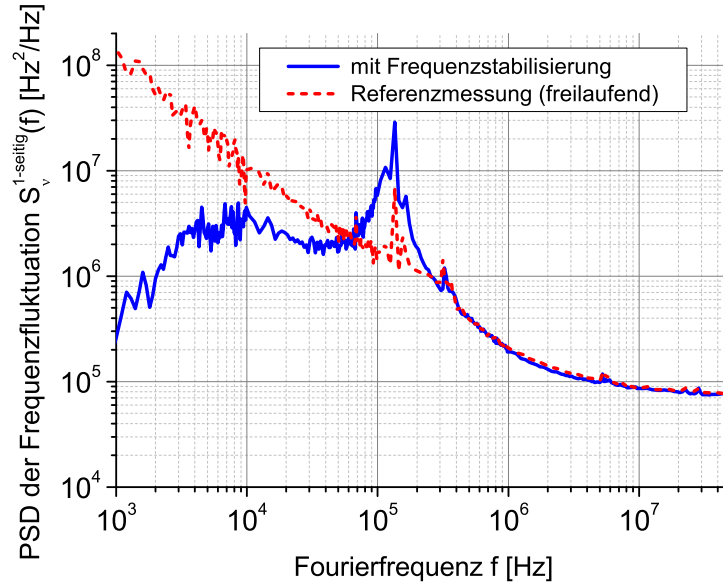


Abbildung 5.3.: Vergleich von Frequenzrauschmessungen mittels der in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten Methode von zwei DFB-Laserdioden mit (blau) und ohne (rot gestrichelt) aktive Stabilisierung der Differenzfrequenz

Diese Methode schränkt den Gültigkeitsbereich der Frequenzrauschmessung also auf Frequenzen oberhalb der Regelbandbreite ein. Somit muss die Regelbandbreite so gewählt werden, dass sie kleiner als die kleinste interessierende Fourierfrequenz ist. Wenn es beispielsweise um die Bestimmung des weißen Frequenzrauschens und der entsprechenden Lorentz-Linienbreite von DFB-Laserdioden geht, ist dies üblicherweise möglich. Sind jedoch die Rauscheigenschaften im kHz-Bereich und darunter von Interesse, ist diese Methode meist nicht mehr nutzbar.

Die selbst-verzögerte Heterodyn-Messung

Bei der *self-delayed heterodyne* (SDH)-Methode (siehe Abb. 5.4) wird das Licht eines Lasers mit dem in der Frequenz verschobenen (heterodyne) und zeitlich verzögerten (self-delayed) Licht desselben Lasers überlagert. Die Frequenzverschiebung wird dabei üblicherweise mit einem AOM realisiert. Für die Verzögerung werden meist lange (aufgerollte) Fasern genutzt. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde eine 2 km lange Faser genutzt, die zu einer Verzögerung von 10 μ s führt. Ist diese Verzögerung nun größer als die Kohärenzzeit des Lasers, so kann man, anschaulich gesprochen, das verzögerte Licht als bzgl. Phasenrauschen statistisch unabhängigen, bzgl. Frequenzdrift aber identischen zweiten Laser ansehen. Die genauen Auswirkungen der SDH-Methode sollen zunächst wieder an ihrem Einfluss auf die Messung der PSD der Phasenfluktuation $S_{\Delta\varphi}(f)$ demonstriert werden.

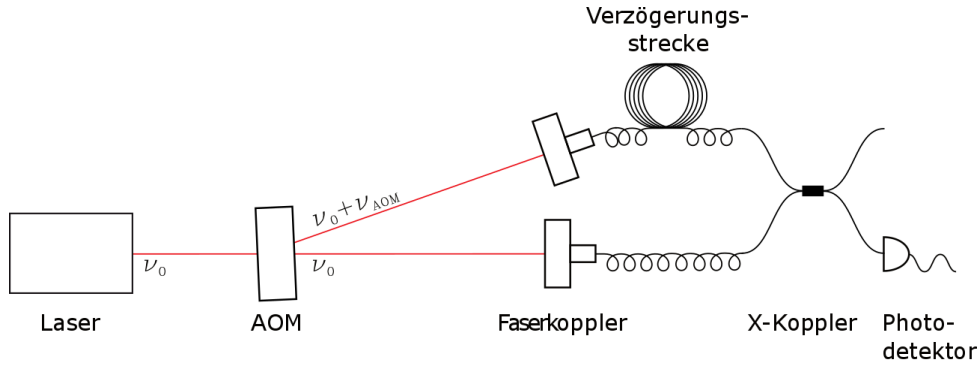


Abbildung 5.4.: Prinzipskizze der SDH-Methode mit Laser, Frequenzverschiebung und Strahlaufteilung im AOM, Verzögerung eines Teilstrahls in einer Faser und anschließender Überlagerung auf einer Photodiode

Zunächst gilt die in der Einleitung zu Abschnitt 5.2 hergeleitete Formel für Schwebungsmessungen (5.12). Wird ein vernachlässigbarer Rauschbeitrag der Verzögerungsstrecke angenommen, so gilt bei einer SDH-Messung für die Phase jedoch zusätzlich $\varphi_2(t) = \varphi_1(t + \tau_d)$. Dabei ist die Verzögerungszeit τ_d der Quotient aus der Länge der Verzögerungsstrecke und Gruppengeschwindigkeit. Somit ergibt sich für (5.12):

$$\begin{aligned}
 S_{\Delta\varphi}^{\text{SDH}}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \{E[\varphi_1(t) \cdot \varphi_1(t + \tau)] + E[\varphi_1(t + \tau_d) \cdot \varphi_1(t + \tau_d + \tau)] \\
 &\quad - E[\varphi_1(t) \cdot \varphi_1(t + \tau_d + \tau)] - E[\varphi_1(t + \tau_d) \cdot \varphi_1(t + \tau)]\} \cdot e^{-2\pi i f \tau} d\tau \\
 &= S_{\varphi_1}(f) + S_{\varphi_1}(f) \\
 &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} E[\varphi_1(t) \cdot \varphi_1(t + \tilde{\tau})] \cdot e^{-2\pi i f (\tilde{\tau} - \tau_d)} d\tilde{\tau} \quad (\text{mit } \tilde{\tau} = \tau + \tau_d) \\
 &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} E[\varphi_1(\tilde{t}) \cdot \varphi_1(\tilde{t} + \tilde{\tau})] \cdot e^{-2\pi i f (\tilde{\tau} + \tau_d)} d\tilde{\tau} \quad (\text{mit } \tilde{t} = t + \tau_d, \tilde{\tau} = \tau - \tau_d) \\
 &= 2 \cdot S_{\varphi_1}(f) - S_{\varphi_1}(f) \cdot [e^{2\pi i f \tau_d} + e^{-2\pi i f \tau_d}] \\
 &= 2 \cdot S_{\varphi_1}(f) \cdot [1 - \cos(2\pi f \tau_d)]
 \end{aligned} \tag{5.18}$$

Die gemessene PSD der Phasenfluktuation ist wegen der Überlagerung der beiden Laserfelder doppelt so groß wie die PSD des Feldes selber, außerdem wird der Wert noch mit der Übertragungsfunktion des heterodynen Interferometers $[1 - \cos(2\pi f \tau_d)]$ multipliziert. Der Einfluss der heterodynen Interferometers ist also unabhängig von der konkreten Form der PSD der Phasenfluktuationen des Laserfeldes.

Eine Beispielmessung, in der der Einfluss der Übertragungsfunktion des heterodynen Interferometers sichtbar wird, ist in Abb. 5.5 in blau gezeigt. Hierbei führt die Verzögerungszeit von $10 \mu\text{s}$ zu Nullstellen in der Übertragungsfunktion bei Vielfachen von 100 kHz . Als Referenz ist eine Schwebungsmessung zwischen zwei DFB-Laserdioden (rot) eingezeichnet. Wie erwartet oszilliert die mit der SDH-Technik gemessene Kurve um die Referenzkurve. Der Abfall der Rauschkurve

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

zu niedrigen Frequenzen entspricht einem Hochpass-Verhalten mit:

$$1 - \cos(2\pi f \tau_d) \xrightarrow{f \ll 1/(2\pi\tau_d)} f^2 \cdot \frac{(2\pi\tau_d)^2}{2} \quad (5.19)$$

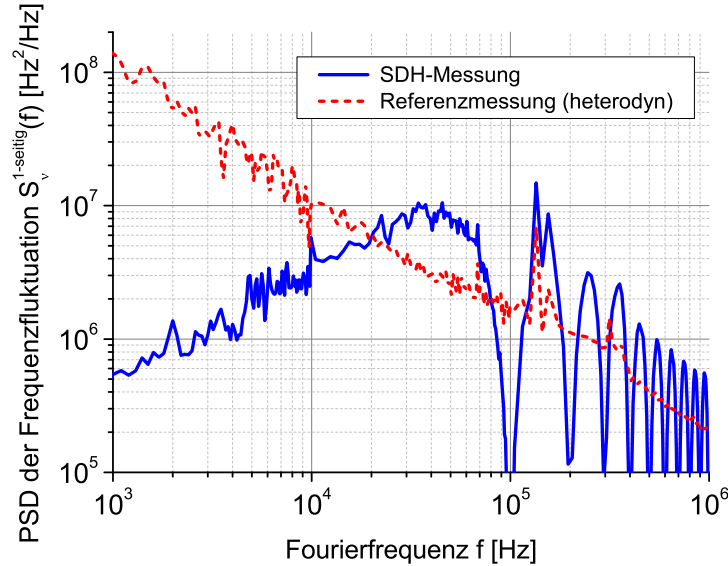


Abbildung 5.5.: Vergleich von Frequenzrauschmessungen mittels der in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten Methode von zwei DFB-Laserdioden in einem Überlagerungsaufbau (rot gestrichelt) und von einer DFB-Laserdiode in einem SDH-Aufbau (blau)

Wird direkt das Phasenrauschen gemessen, so kann der Einfluss der Übertragungsfunktion des heterodyn Interferometers mit hoher Genauigkeit wieder herausgerechnet werden. Die für die Teilung durch $[1 - \cos(2\pi f \tau_d)]$ benötigte Verzögerungszeit τ_d lässt durch einen Fit an das gemessene Phasenrauschen üblicherweise sehr genau bestimmen. Problematisch wird die Teilung jedoch in den Bereichen um die Nullstellen der Übertragungsfunktion, also bei $f_n = n/\tau_d$ mit $n \in \mathbb{N}$. In der Nähe der Nullstellen ist der Aufbau unempfindlich für Phasenrauschen des Lasers und das Signal wird daher dicht genug an einer Nullstelle immer vom nicht verschwindenden Detektionsrauschen $S_{\text{Det}}(f)$ dominiert. Beim Normieren des Signals mit der Übertragungsfunktion des Interferometers werden die resultierenden Spektren in hinreichender Nähe zu Nullstelle somit stets divergieren und nicht das Phasenrauschen des Lasers wiedergeben, sondern lediglich $S_{\text{Det}}(f)/[1 - \cos(2\pi f \tau_d)]$. Dieses Verhalten ist in Abb. 5.6 exemplarisch für die SDH-Messung einer DFB-Laserdiode dargestellt. Die korrigierte Kurve (oliv) liegt größtenteils auf der Referenzkurve (rot). In den Bereichen der Nullstellen der gemessenen Kurve (blau) zeigt die korrigierte Kurve (rot) Spitzen, die teilweise mehr als eine Größenordnung über den an diesen Stellen erwarteten Werten liegen. In welchem Frequenzabstand Δf_n zu den Nullstellen das Herausrechnen noch funktioniert, ist vom jeweiligen Messaufbau ($S_{\text{Det}}(f)$ und τ_d) sowie vom untersuchten Laser ($S_{\varphi 1}(f)$) abhängig.

Erforderlich ist:

$$\begin{aligned}
 S_{\text{Det}}(f_n + \Delta f_n) &\ll S_{\Delta\varphi}^{\text{SDH}}(f_n + \Delta f_n) \\
 S_{\text{Det}}(f_n + \Delta f_n) &\stackrel{(5.18)}{\ll} 2 \cdot S_{\varphi_1}(f_n + \Delta f_n) \cdot \{1 - \cos[2\pi(f_n + \Delta f_n)\tau_d]\} \\
 S_{\text{Det}}(f_n + \Delta f_n) &\stackrel{(5.19)}{\ll} S_{\varphi_1}(f_n + \Delta f_n) \cdot (\Delta f_n)^2 \cdot (2\pi\tau_d)^2 \\
 \frac{S_{\text{Det}}(f_n + \Delta f_n)}{S_{\varphi_1}(f_n + \Delta f_n)} \cdot \frac{1}{(2\pi\tau_d)^2} &\ll (\Delta f_n)^2.
 \end{aligned} \tag{5.20}$$

Üblicherweise ist ein Bereich in der Größenordnung von $\Delta f_n < 0,1/\tau_d \dots 0,001/\tau_d$ um die Nullstellen nicht mehr rekonstruierbar. Da auch bei der Fourierfrequenz Null eine Nullstelle liegt, ist die SDH-Technik also für die Phasenrauschmessung bei Fourierfrequenzen kleiner als $0,1/\tau_d \dots 0,001/\tau_d$ ungeeignet.

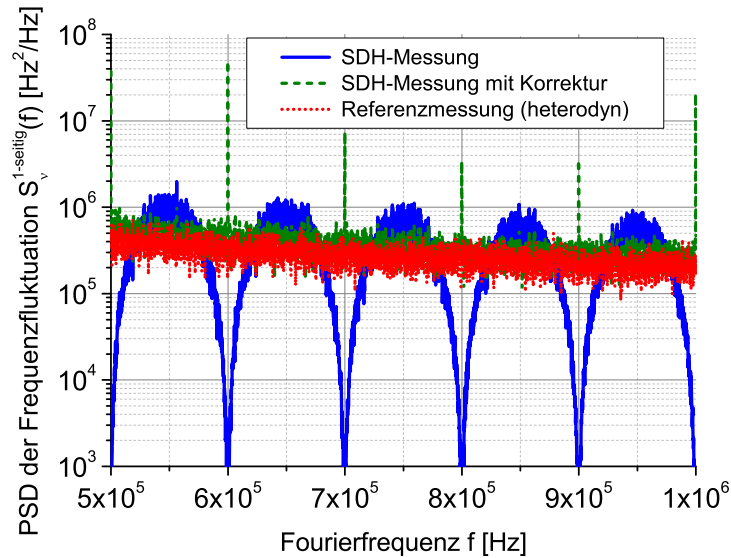


Abbildung 5.6.: Vergleich von Frequenzrauschmessungen in einem SDH-Aufbau mittels der in Abschnitt 5.3.2 vorgestellten Methode mit (oliv gestrichelt) und ohne (blau) nachträgliche Korrektur, sowie als Referenz eine Schwebungsmessung von zwei DFB-Laserdioden (rot)

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass beide zur Vermeidung der relativen Frequenzdrift untersuchten (und angewandten) Techniken, die aktive Frequenzstabilisierung und die SDH-Technik, den Frequenzbereich der Messung stark einschränken. Eine Überlagerungsmessung mit einer alternativen Messmethode, die die relativen Frequenzdrifts kompensieren kann, wäre also wünschenswert.

5.3. Analyse auf Basis der IQ-Daten

In diesem Abschnitt wird die im Rahmen dieser Arbeit zur Messung des Frequenzrauschens von freilaufenden Lasern entwickelte Messmethode beschrieben.

Da diese Messmethode auf einer Datenaufnahme im Zeitbereich, also zu diskreten Zeiten, beruht, wird von nun an eine daran angepasste Nomenklatur (z.B. Summe statt Integral bei der Fouriertransformation) verwendet. Diese Nomenklatur basiert auf äquidistanten Zeiten t_m (Abstand Δt) und ist in Anhang A.2 definiert.

Erwähnt sei an dieser Stelle, dass es in endlicher Messzeit im Allgemeinen nicht möglich ist, die PSD (5.4) direkt zu messen, da dies eine unendliche Messzeit erfordert. Sie kann nur abgeschätzt werden [137, 138]. Ein solcher Schätzer ist das Periodogramm, das sich mit dem Übergang zu einer endlichen Anzahl diskreter Messpunkte direkt aus der Definition (5.4) der PSD ergibt zu:

$$S_{A_T, A_T}(f_n) = \frac{|\tilde{A}_T(f_n)|^2}{T}, \quad (5.21)$$

wobei $\tilde{A}_T(f_n)$ die diskrete Fouriertransformierte der Messgröße A_T ist. Damit eine solche zeitlich begrenzte Messung als Schätzer funktioniert, muss die Verteilung der Messgröße unabhängig vom Zeitpunkt der Messung sein. Dieses Verhalten wird als Stationarität bezeichnet [139]. Meist reicht es jedoch aus, wenn Erwartungswert und Autokorrelation vom Zeitpunkt der Messung unabhängig sind. In diesem Fall spricht man von schwach stationär (wide sense stationary, WSS) [139]. Üblicherweise wird dann eine Mittelung mehrerer Periodogramme zur Abschätzung der PSD genutzt [137].

5.3.1. Erzeugung der IQ-Daten

Hier sollen kurz die internen Abläufe des HF-Signalanalysators bei der Erzeugung der IQ-Daten geschildert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hauptsächlich ein FSW-26 (mit Option B160) von Rohde & Schwarz genutzt. Aus diesem Grund bezieht sich die nachfolgende kurze Beschreibung der Abläufe und insbesondere der dabei genutzten Frequenzen auf dieses Gerät [140]. In anderen modernen elektrischen Signalanalysatoren ist die gleiche Funktionalität mit ggf. anderen Bandbreiten implementiert.

Das Schwebungssignal der AC-gekoppelten Photodiode (5.11) wird in den HF-Signalanalysator gekoppelt. Dort wird das Signal entsprechend der eingestellten Zentralfrequenz zu einer Zwischenfrequenz (herunter)gemischt und durchläuft anschließend einen analogen Bandpassfilter⁶. Die Zwischenfrequenz beträgt dabei üblicherweise 250 MHz und wird nur für Zentralfrequenzen kleiner 250 MHz automatisch erhöht, damit die beim (Herunter)Mischen ebenfalls entstehende Summenfrequenz effektiv gefiltert werden kann. Anschließend wird das Signal mit einer Abtast-rate von 1 GHz digitalisiert. Die eigentliche Erzeugung der IQ-Daten erfolgt nun rein digital durch Heruntermischen mit zwei 90° phasenverschobenen Signalen bei der Zwischenfrequenz. Die resultierenden Signale werden mit einstellbarer Abtastrate digital neu abgetastet, wobei die

⁶Die Eckfrequenzen des Bandpassfilters werden von Rohde & Schwarz nicht angegeben. Auf Grund der gewählten Zwischenfrequenz und Abtastrate lässt sich jedoch vermuten, dass die obere Eckfrequenz zwischen 400 MHz und 500 MHz liegt.

Signalbandbreite auf maximal 80 MHz⁷ begrenzt ist. Vor der Abtastung durchlaufen die Signale noch einen der eingestellten Bandbreite entsprechenden Tiefpass und einen Entzerrfilter. Nun liegen also beide Quadraturkomponenten vor:

$$I_q(t_m) = \eta \cdot [E_{10}E_{20} + \epsilon_1(t_m)\epsilon_2(t_m) + E_{10}\epsilon_2(t_m) + E_{20}\epsilon_1(t_m)] \cdot \cos[2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_m + \Delta\varphi(t_m) + \varphi_{\text{mix}}] , \quad (5.22)$$

$$Q_q(t_m) = \eta \cdot [E_{10}E_{20} + \epsilon_1(t_m)\epsilon_2(t_m) + E_{10}\epsilon_2(t_m) + E_{20}\epsilon_1(t_m)] \cdot \sin[2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_m + \Delta\varphi(t_m) + \varphi_{\text{mix}}] , \quad (5.23)$$

wobei $\widetilde{\Delta\nu_0}$ die Differenz zwischen Schwebungsfrequenz $\Delta\nu_0$ und am Spektrumanalysator eingestellter Zentralfrequenz ist. φ_{mix} ist die Summe der Phasenverschiebungen, die durch das zweimalige (Herunter)mischen akkumuliert wurden, und wird im Folgenden o.B.d.A. als Null angenommen.

Durch die beiden Mischvorgänge und das anschließende Filtern wird die Bandbreite des für die nachfolgende Analyse zur Verfügung stehenden Signals eingeschränkt. Somit werden auch die Fourierfrequenzen, bei denen das Frequenzrauschen ausgewertet werden kann, nach oben begrenzt. Anschaulich gesprochen wird die im ursprünglichen Signal nicht zugängliche Information erst durch die zusätzliche Annahme, dass das Signal oberhalb bestimmter Frequenzen keine signifikanten Beiträge besitzt, zugänglich gemacht. Mathematisch lässt sich diese Begrenzung der Signalfrequenz dadurch erklären, dass die eindeutige Rekonstruktion des Arguments der Winkelfunktionen in (5.22) bzw. (5.23) eine Änderung des Arguments von weniger als π zwischen zwei aufeinanderfolgenden Datenpunkten erfordert:

$$\begin{aligned} |[2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_{m+1} + \Delta\varphi(t_{m+1}) + \varphi_{\text{mix}}] - [2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_m + \Delta\varphi(t_m) + \varphi_{\text{mix}}]| &< \pi \\ |2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}\Delta t + \Delta\varphi(t_{m+1}) - \Delta\varphi(t_m)| &< \pi \\ |\widetilde{\Delta\nu_0} + \frac{\Delta\varphi(t_{m+1}) - \Delta\varphi(t_m)}{2\pi \cdot \Delta t}| &< \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta t} \\ |\widetilde{\Delta\nu_0} + \Delta\nu(t_m)| &< \frac{1}{2} \nu_{\text{Abtast}} . \end{aligned} \quad (5.24)$$

Somit muss die Momentanfrequenz kleiner als die halbe Abtastrate sein. Diese Bedingung ist äquivalent zum Nyquist-Shannon-Theorem [141], das bei der Digitalisierung der Daten und den digitalen Mischvorgängen sowie bei der Neuabtastung ohnehin eingehalten werden muss. Aus der Erzeugung der zweiten Quadraturkomponente resultiert demnach keine zusätzliche Bandbreitenbegrenzung.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen stellte die beschriebene Bandbreitenbegrenzung keine Einschränkung dar, da der Übergang zum weißen Frequenzrauschen bei den untersuchten Lasern bereits bei Frequenzenversätzen zur Zwischenfrequenz erfolgte, die deutlich kleiner sind, als sich durch die Bandbreitenbegrenzung ergibt.

⁷Für das aus der Kombination beider Quadraturkomponenten errechenbare HF-Spektrum entspricht dies ± 80 MHz also einer Bandbreite von 160 MHz. Diese Konfiguration gilt für die Option B160.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

5.3.2. Frequenzrauschen

Das Argument der Winkelfunktionen in (5.22) und (5.23) ist durch

$$\arctan\left(\frac{Q_q(t_m)}{I_q(t_m)}\right) = 2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_m + \Delta\varphi(t_m) \quad (5.25)$$

zugänglich. Beachtet werden sollte hierbei, dass durch diese Umrechnung der Einfluss von potentiell vorhandenem Amplitudenrauschen unterdrückt wird. Der weitere Weg von der zeitlichen Entwicklung der Phase (5.25) hin zur PSD des Frequenzrauschens ist in Abb. 5.7 schematisch dargestellt.

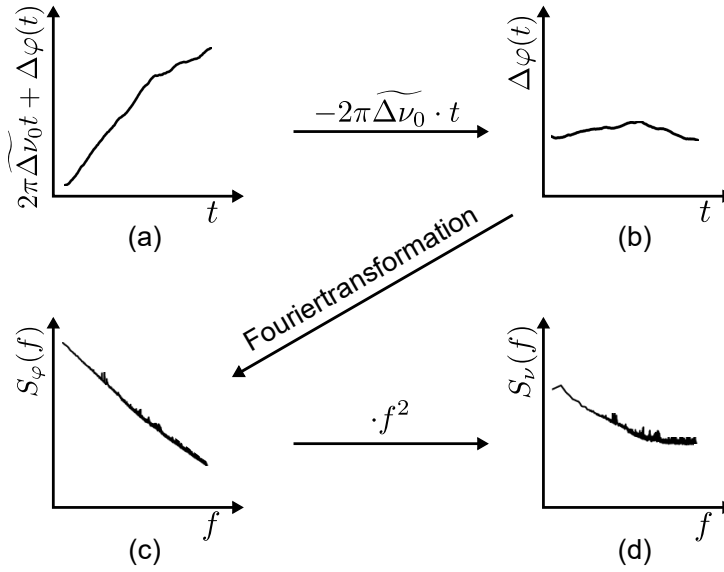


Abbildung 5.7.: Prinzip der Frequenzrauschbestimmung (angelehnt an [123])

Bevor aus den entsprechend (5.25) gewonnenen Daten die lineare Phasenentwicklung $2\pi\widetilde{\Delta\nu_0}t_m$ durch eine Geradenanpassung extrahiert werden kann, müssen ggf. noch 2π -Sprünge entfernt werden. Die sich danach ergebende Situation ist in Abb. 5.7a dargestellt. Die anschließende Subtraktion der linearen Phasenentwicklung führt zum zeitlichen Verlauf der relativen Phasenfluktuation (Abb. 5.7b). Unter Zuhilfenahme der Fouriertransformation kann daraus die PSD des Phasenrauschens berechnet werden (Abb. 5.7c). Da sich einige charakteristische Eigenschaften von Lasern an der PSD des Frequenzrauschens einfacher ablesen lassen, erfolgt noch die entsprechende Umrechnung (Abb. 5.7d).

Einfluss von Frequenzdrifts auf die Messung des Frequenzrauschens

Wie bereits erwähnt, werden Frequenzdrifts während einer Messung in [136], wo ein ähnliches Verfahren zu Untersuchung von Mikrowellenoszillatoren genutzt wird, als mögliche Ursache systematischer Fehler angeführt. Da bei der Vermessung von freilaufenden Lasern erhebliche Frequenzdrifts auftreten können, wurde im Rahmen dieser Arbeit nach einer Möglichkeit gesucht,

den Einfluss der Frequenzdrifts auf die Messung zu minimieren. Als Lösung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Ansatz verfolgt, der Fensterfunktionen zur Unterdrückung des Einflusses von Frequenzdrifts nutzt. Diese Fensterfunktionen werden vor der Fouriertransformation auf $\varphi(t_m)$ bzw. $\Delta\varphi(t_m)$ angewandt. Ihre Wirkung wurde detailliert untersucht und anhand von Simulationen quantitativ eingeordnet. Die nachfolgende Darstellung orientiert sich an der in [123] bereits veröffentlichten.

Zunächst soll hier der Begriff Frequenzdrift erläutert werden. Die Momentanfrequenz als Funktion der Zeit ist im Allgemeinen in jeder gegebenen endlichen Messzeit T aperiodisch. Das Signal enthält also „Stör“-Komponenten, die nicht durch ein diskretes Fourierpektrum mit Frequenzabstand $1/T$ beschrieben werden können. Als Frequenzdrift werden dabei üblicherweise die „Stör“-Komponenten bezeichnet, deren Fourierfrequenzen unter $1/T$ liegen.

Führt man nun eine Messung mit einer endlichen Messzeit durch, so entspricht das im Zeitbereich der Anwendung eines Rechteck-Fensters und führt zum sogenannten Leck-Effekt [142], bei dem die „Stör“-Komponenten zusätzlich auf die diskreten Fourierfrequenzen des gemessenen Spektrums abgebildet werden („lecken“). Auch wenn der Leck-Effekt für alle „Stör“-Komponenten auftritt, ist die Frequenzdrift die dominante „Stör“-Komponente. Der Leck-Effekt kann durch die Anwendung geeigneter Fensterfunktionen um einen endlichem Faktor unterdrückt werden, was im Zeitbereich dem Aufprägen einer Periodizität entspricht.

Zur Untersuchung des Einflusses der Frequenzdrifts wurden Simulationen durchgeführt, bei denen verschieden starke lineare Frequenzdrifts mit weißem Frequenzrauschen überlagert wurden. Die Stärke des weißen Frequenzrauschens k entsprach dabei Werten, die typisch für die im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten MOPA-Lasermodule sind. Basierend auf diesen Simulationen wurde zur Filterung ein Hann-Fenster [143] gewählt. Abbildung 5.8 zeigt Beispiele der Simulation, wobei die für einen DFB-Laser typischen Frequenzdriftraten r_{drift} zur besseren Sichtbarkeit um Faktor 1000 vergrößert und die typischen Niveaus des weißen Frequenzrauschens um Faktor 1000 verringert wurden.

Für große Fourierfrequenzen stimmen die Spektren mit und ohne Frequenzdrift überein. Für kleine Fourierfrequenzen hingegen weicht die PSD für die Datensätze mit Frequenzdrift und Hann-Fenster wie A/f^6 vom angesetzten weißen Frequenzrauschspektrum ab, wobei A eine geeignet gewählte Konstante ist. Der zum Vergleich ohne zusätzlichen Filter (entspricht einem Rechteck-Fenster) ausgewertete Datensatz fällt hingegen mit $1/f^2$ ab. Die verschiedenen Exponenten ergeben sich aus den unterschiedlichen Abfällen der Seitenkeulen der angewendeten Filter. Dies sind laut [142] für Hann-Fenster -60 dB/Dekade und für Rechteck-Fenster -20 dB/Dekade.

Die niedrigste Fourierfrequenz, bei der die Kurven mit und ohne Frequenzdrift übereinstimmen, bildet eine untere Frequenzgrenze für eine aussagekräftige Messung und wird nachfolgend als Eckfrequenz f_{Eck} bezeichnet. Bei einer realen Messung lässt sich im Gegensatz zur Simulation nur das potentiell von der Frequenzdrift beeinflusste Rauschspektrum ermitteln. Um auch ohne die Vergleichsmöglichkeit zu einer ohne Frequenzdrift gemessenen Rauschkurve eine Aussage über die Eckfrequenz und damit über die untere Grenzfrequenz des Gültigkeitsbereich der Messung treffen zu können, soll nun der Einfluss verschiedener Parameter auf f_{Eck} quantitativ untersucht werden. Zu diesem Zweck muss zunächst der Parameter A abgeschätzt werden. Dieser hängt von der Driftrate r_{drift} ab (Abb. 5.8). Zwei weitere potentielle Abhängigkeiten können ausgeschlossen werden. Zum einen zeigte sich in Abb. 5.8 kein Einfluss des Niveaus

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

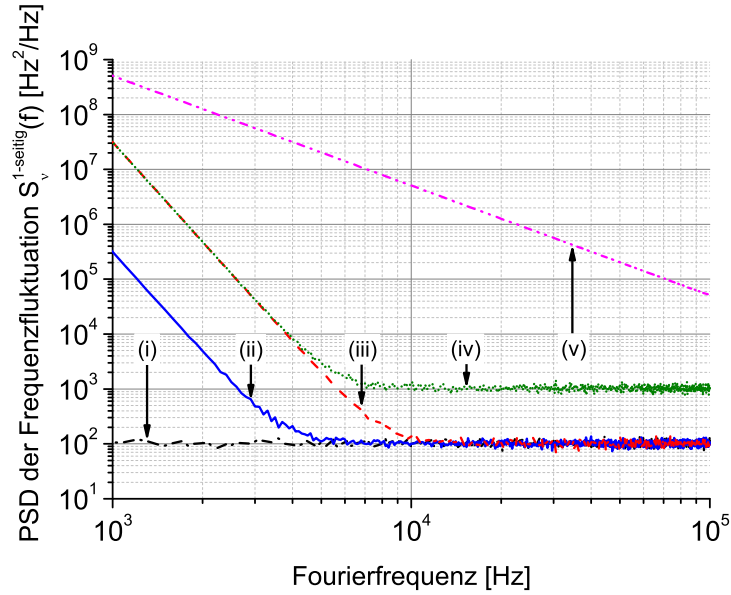


Abbildung 5.8.: Simulation zum Einfluss von Frequenzdrifts: simulierte Frequenzrauschspektren für vier Kombinationen von weißem Rauschen k und Driftraten r_{drift} :

- (i) $k = 10^2 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ & $r_{\text{drift}} = 0 \text{ Hz/s}$,
- (ii) $k = 10^2 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ & $r_{\text{drift}} = 10^9 \text{ Hz/s}$,
- (iii) $k = 10^2 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ & $r_{\text{drift}} = 10^{10} \text{ Hz/s}$ und
- (iv) $k = 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ & $r_{\text{drift}} = 10^{10} \text{ Hz/s}$.

Die simulierten Datensätze wurden mit einem Hann-Fenster ausgewertet und enthielten $2 \cdot 10^5$ Punkte, was einer Messzeit von 10 ms entspricht. Zum Vergleich wurde Datensatz (ii) zusätzlich ohne Filter ausgewertet, was zur PSD (v) führte.

des weißen Frequenzrauschens k . Zum anderen wird am Signalanalysator die Frequenz des Lokalszillators so eingestellt, dass der Träger des Schwebungssignals genau auf die interne Zwischenfrequenz (250 MHz) herunter gemischt wird. Wird hierbei die Zwischenfrequenz nicht sehr genau getroffen, weil z.B. zwischen Bestimmung der Trägerfrequenz und Einstellen der Frequenz des Lokalszillators das Schwebungssignal gedriftet ist, kann auch dies Einfluss auf das Spektrum haben. Die Elimination des linearen Anteils der Phasenentwicklung aus dem Phasensignal im Zeitbereich korrigiert diesen Fehler jedoch. Auf Basis von Simulationen wurde bereits in [123] folgender Zusammenhang zwischen dem Parameter A , der Driftrate r_{drift} und der Messzeit T abgeschätzt:

$$A_{\text{sim}} \approx 0,4 \cdot r_{\text{drift}}^2 \cdot T^{-3} \quad (5.26)$$

Diese Abschätzung soll nun analytisch überprüft werden. Dazu wird die Phasenentwicklung (5.25) im Fall einer linearen Frequenzdrift r_{drift} betrachtet:

$$\begin{aligned} \Phi(t_m) &= 2\pi \widetilde{\Delta\nu_0} t_m + \Delta\varphi(t_m) \\ &= 2\pi \widetilde{\Delta\nu_0} t_m + \widetilde{\Delta\varphi}(t_m) + \frac{2\pi r_{\text{drift}}}{2} t_m^2, \end{aligned} \quad (5.27)$$

wobei $\widetilde{\Delta\varphi}(t_m)$ die gesuchte Phasenfluktuation ist. Da durch die vorausgegangenen Simulationen (Abb. 5.8) ein Einfluss des Niveaus des weißen Frequenzrauschens auf A ausgeschlossen werden konnte, wird im Folgenden $\widetilde{\Delta\varphi}(t_m) = 0$ gesetzt. Nach Subtraktion der linearen Phasenentwicklung (Abb. 5.7b) ergibt sich

$$\Phi_{\text{drift}}(t_m) = \left(t_m^2 - \frac{T^2}{12}\right) \pi r_{\text{drift}} . \quad (5.28)$$

Nach Multiplikation mit dem skalierten⁸ Hann-Fenster ($2 \sin^2(t_m \pi / T)$) wird die Fouriertransformation gemäß (A.7) berechnet.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{\Phi_{\text{drift}}^{\text{Hann}}\}(f_n) &= \Delta t \sum_{t_m} \left(t_m^2 - \frac{T^2}{12}\right) 2\pi r_{\text{drift}} \sin^2\left(\frac{t_m \pi}{T}\right) \exp(-2\pi i t_m f_n) \\ &= \frac{\pi \Delta t^2 r_{\text{drift}} T e^{2i\pi \Delta t f_n} \left(-1 + e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}}\right)^2}{\left(-1 + e^{2i\pi \Delta t f_n}\right)^2 \left(e^{2i\pi \Delta t f_n} - e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}}\right)^2 \left(-1 + e^{\frac{2i\pi \Delta t (f_n T + 1)}{T}}\right)^2} \\ &\quad \cdot \left\{ -2e^{4i\pi \Delta t f_n} + 2e^{\frac{2i\pi \Delta t (f_n T + 1)}{T}} - 2e^{\frac{4i\pi \Delta t (f_n T + 1)}{T}} - 2e^{\frac{2i\pi \Delta t (2\pi f_n T + \pi)}{T}} \right. \\ &\quad \left. + 2e^{\frac{2i\pi \Delta t (3\pi f_n T + \pi)}{T}} + e^{\frac{2i\pi \Delta t (4\pi f_n T + \pi)}{T}} + e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}} \right\} \end{aligned} \quad (5.30)$$

Unter der Annahme hinreichend vieler Datenpunkte im Zeitbereich ($T/\Delta t \gg 1$) vereinfacht sich der Ausdruck gemäß (A.9) zu:

$$\mathcal{F}\{\Phi_{\text{drift}}^{\text{Hann}}\}(f_n) \approx \frac{r_{\text{drift}} T (1 - 3f_n^2 T^2)}{2\pi f_n^2 (f_n^2 T^2 - 1)^2} . \quad (5.31)$$

Die Umrechnung zum Periodogramm gemäß (5.21) und die Skalierung mit der äquivalenten Rauschbandbreite des Hann-Fensters ($\frac{3}{2}$ [142]) liefert:

$$S_{\Phi_{\text{drift}}^{\text{Hann}}}^{\text{1-seitig}}(f_n) \approx \frac{r_{\text{drift}}^2 T (1 - 3f_n^2 T^2)^2}{3\pi^2 f_n^4 (f_n^2 T^2 - 1)^4} . \quad (5.32)$$

Betrachtet man diesen Ausdruck nun nur bei Frequenzen f_n , die klar größer als die Auflösungsbandbreite $\frac{1}{T}$ sind, so ergibt sich:

$$S_{\Phi_{\text{drift}}^{\text{Hann}}}^{\text{1-seitig}}(f_n) \stackrel{f_n^2 T^2 \gg 1}{\approx} \frac{3r_{\text{drift}}^2}{\pi^2 f_n^8 T^3} \approx 0,304 \frac{r_{\text{drift}}^2}{f_n^8 T^3} . \quad (5.33)$$

Die Umrechnung in das Periodogramm des Frequenzrauschens liefert:

$$S_{\nu_{\text{drift}}^{\text{Hann}}}^{\text{1-seitig}}(f_n) \approx 0,304 \frac{r_{\text{drift}}^2}{f_n^6 T^3} . \quad (5.34)$$

⁸Gemäß [142] wurde das Hann-Fenster mit seiner kohärenten Verstärkung (1/2) skaliert.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

Somit gilt:

$$A \approx 0,3 \cdot r_{\text{drift}}^2 \cdot T^{-3} . \quad (5.35)$$

Für die Eckfrequenz bedeutet das:

$$A/f_{\text{Eck}}^6 = k \rightarrow f_{\text{Eck}} \approx \left(\frac{0,3 \cdot r_{\text{drift}}^2}{T^3 \cdot k} \right)^{1/6} . \quad (5.36)$$

Um eine Verfälschung der Rauschspektrums durch Drifts zu vermeiden, muss die Eckfrequenz kleiner sein als die kleinste aussagekräftige Fourierfrequenz f_{min} , d.h. $f_{\text{Eck}} \leq f_{\text{min}}$. Im niederfrequenten Bereich, bis zum 10-fachen der Auflösungsbandbreite, soll das ermittelte Frequenzrauschspektrum verworfen werden, da bekanntermaßen für sehr niedrige Fourierfrequenzen die Rauschspektren auf Grund von Aliasing nicht aussagekräftig sind [138]. Entsprechend wird für die nachfolgende Abschätzung f_{min} auf $f_{\text{min}} = 10 \cdot 1/T$ gesetzt. Um nun die maximal tolerierbare Frequenzdriftrate zu berechnen, wird in (5.36) $1/T$ durch $f_{\text{min}}/10$ ersetzt:

$$f_{\text{min}} \geq f_{\text{Eck}} = \left(\frac{f_{\text{min}}^3 \cdot 0,3 \cdot r_{\text{drift}}^2}{10^3 \cdot k} \right)^{1/6} \quad (5.37)$$

$$f_{\text{min}} \geq 0,3^{1/3} \cdot r_{\text{drift}}^{2/3} \cdot 10^{-1} \cdot k^{-1/3} \quad (5.38)$$

$$r_{\text{drift}} \leq 10^{3/2} \cdot 0,3^{-1/2} \cdot k^{1/2} \cdot f_{\text{min}}^{3/2} \quad (5.39)$$

Zur Einordnung dieses Resultats wird nun ein Diodenlaser mit einem relativ geringen weißen Frequenzrauschen von $10^4 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ angenommen. Bei einer Messzeit von 10 ms ($f_{\text{min}} = 1 \text{ kHz}$) ergibt sich eine maximal tolerierbare Frequenzdriftrate von 180 MHz/s auf einer Zeitskala von 10 ms. Durch den Einsatz von rauscharmen Stromtreibern und die Implementierung einer Temperaturstabilisierung ist es relativ einfach möglich, die Frequenzdrift unter diesem Wert zu halten. Angemerkt werden soll an dieser Stelle auch, dass bei vielen Messungen das Frequenzrauschspektrum im untersuchten Bereich nicht weiß ist, sondern zu kleinen Fourierfrequenzen hin mit z.B. $1/f$ ansteigt. Dadurch ergibt sich eine geringere Eckfrequenz f_{Eck} als im bisher betrachteten Fall von weißem Frequenzrauschen. Entsprechend wären noch stärkere Frequenzdrifts tolerierbar. Mit der vorgestellten Methode ist es also problemlos möglich, das Frequenzrauschen freilaufender Diodenlaser zu vermessen und so deren spektrale Stabilität zu charakterisieren.

5.3.3. Amplitudenrauschen

Komplementär zur Extraktion der Phasenentwicklung gemäß (5.25) kann auch die Amplitude des Schwebungssignals aus den Quadraturkomponenten (5.22) und (5.23) extrahiert werden.

$$\sqrt{I_q^2 + Q_q^2} = \eta \cdot [E_{10}E_{20} + \epsilon_1(t)\epsilon_2(t) + E_{10}\epsilon_2(t) + E_{20}\epsilon_1(t)] \quad (5.40)$$

Unter Zuhilfenahme der Fouriertransformation kann daraus die zugehörige PSD bestimmt werden. Bei der in Abschnitt 5.4.2 vorgestellten Implementierung des Auswertalgorithmus wurde die Ermittlung dieser PSD bereits integriert. Die dadurch automatisch bei jeder Frequenzrauschmessung gewonnen Daten wurden bisher jedoch noch nicht detailliert untersucht.

5.3.4. HF-Spektren

In Abschnitt 5.2.1 wurde bereits festgestellt, dass die Kenntnis der Zeitskala auf der ein HF-Spektrum gemessen wurde, entscheidend für die Bewertung des gemessenen HF-Spektrums und der daraus ermittelten Linienbreite ist. Bisher noch nicht betrachtet wurde jedoch der übliche Ansatz, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (*signal-to-noise-ratio*) (SNR) solcher HF-Spektren zu verbessern. Er beruht auf der Mittelung mehrerer HF-Einzelspektren. Die effektive Zeitskala eines solchen gemittelten HF-Spektrums liegt dementsprechend irgendwo zwischen der des HF-Einzelspektrums und der Gesamtmesszeit. Dadurch wird die Bewertung eines gemittelten HF-Spektrums und der daraus entnommenen Informationen erheblich erschwert. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Möglichkeit gesucht, die effektive Zeitskala eines gemittelten HF-Spektrums genauer zu kontrollieren. Bevor der gewählte Ansatz dargelegt wird, soll zunächst die Berechnung eines HF-Einzelspektrums aus den im Zeitbereich aufgenommenen IQ-Daten vorgestellt werden.

Aus den beiden Quadraturkomponenten (5.22) und (5.23) lässt sich das HF-Spektrum $S_{U_{PD}}^{IQ}(\tilde{f})$ ermitteln:

$$S_{U_{PD}}^{IQ}(\tilde{f}) = \left| \mathcal{F}\{I_q(t)\}(\tilde{f}) + i \cdot \mathcal{F}\{Q_q(t)\}(\tilde{f}) \right|^2, \quad (5.41)$$

wobei $\mathcal{F}\{I_q(t)\}(\tilde{f})$ und $\mathcal{F}\{Q_q(t)\}(\tilde{f})$ die Fouriertransformierten der beiden Quadraturkomponenten sind. Angemerkt sei, dass \tilde{f} um die bei der Messung am Signalanalysator eingestellte Zentralfrequenz gegen die Schwebungsfrequenz $\Delta\nu_0$ verschoben ist.

Für ein gemäß (5.41) bestimmtes HF-Spektrum ist die Zeitskala durch die zeitliche Länge des verwendeten IQ-Datensatzes gegeben. Sie definiert auch die Frequenzauflösung. Durch einen anschließenden Mittelungsprozess haben nun aber auch Frequenzänderungen, die zwischen den Einzelmessungen also auf der Skala der Gesamtmesszeit auftreten, wieder einen Einfluss. Bildlich gesprochen wird das aus den HF-Einzelspektren zusammengesetzte HF-Spektrum „verschmiert“. Die Beeinflussung durch diese Frequenzänderungen lässt sich durch ein nachträgliches „Nachführen“ der Zentralfrequenz verhindern. Für jeden IQ-Datensatz, aus dem ein HF-Einzelspektrum errechnet wird, kann auch die für diesen Datensatz charakteristische mittlere Frequenzabweichung $\widetilde{\Delta\nu_0}$ zwischen der Schwebungsfrequenz und der am Signalanalysator eingestellten Zentralfrequenz berechnet werden. Dies geschieht analog zum Vorgehen bei der Berechnung des Frequenzrauschens (Abb. 5.7). Verschiebt man nun vor der Mittelung die HF-Einzelspektren entsprechend ihrer Frequenzabweichungen $\widetilde{\Delta\nu_0}$, so werden Frequenzänderung auf Zeitskalen oberhalb der Einzelmessungen unterdrückt. Ein entsprechend dieser Methode aus 199 HF-Einzelspektren gemitteltes HF-Spektrum ist in Abb. 5.9 in blau dargestellt mit den jeweils für die Verschiebung genutzten Frequenzabweichungen $\widetilde{\Delta\nu_0}$ im Einsatz. Zum Vergleich ist in rot die Mittelung derselben HF-Einzelspektren ohne „Nachführen“ eingezeichnet. Diese Kurve zeigt das erwartete „Verschmieren“. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass in Abb. 5.9 die bei elektrischen Spektrumanalysatoren übliche Normierung gewählt wurde: Die PSD wurde mit der separat angegebenen Auflösungsbandbreite multipliziert, so dass bei jeder Fourierfrequenz die innerhalb der Auflösungsbandbreite liegende HF-Leistung angezeigt wird.

Ein Vorteil der Bestimmung der HF-Spektren aus den IQ-Daten gegenüber der direkten Messung mit dem Spektrumanalysator (vgl. Abschnitt 5.2.1) ist also die volle Kontrolle über

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

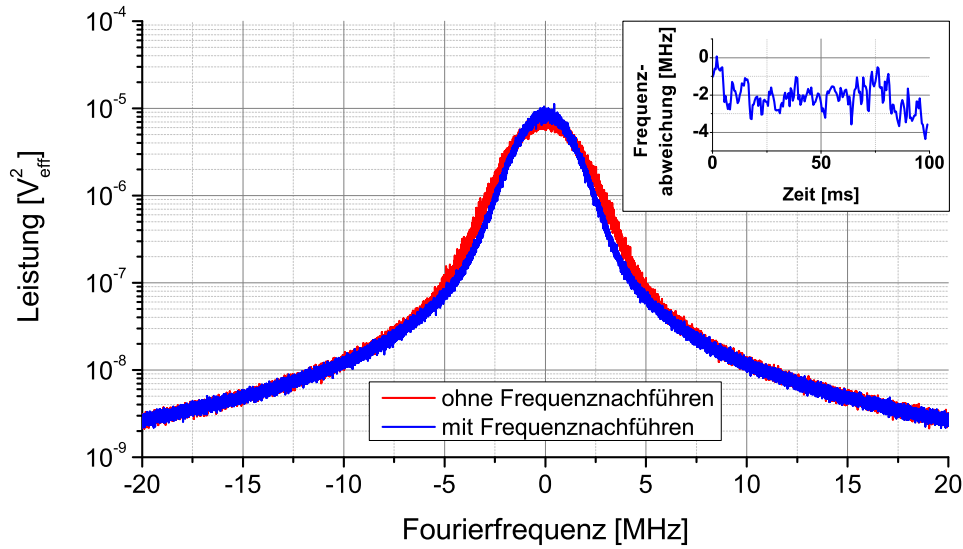


Abbildung 5.9.: HF-Spektrum, das aus den 199 Einzelspektren (Auflösungsbandbreite 1 kHz) der Teilintervalle eines 100 ms Datensatzes mit (blau) und ohne (rot) „Nachführen“ der Frequenz gemittelt wurde. Der Einsatz zeigt die Frequenzabweichungen $\widetilde{\Delta\nu_0}$ für die einzelnen Teilintervalle.

die bei der Berechnung genutzten Zeitskalen. So kann durch das “Nachführen“ der Frequenz sichergestellt werden, dass die Zeitskala durch das Inverse der Frequenzauflösung gegeben ist und nicht durch den Mittelungsprozess verfälscht wird.

5.3.5. Breite des HF-Spektrums ohne das HF-Spektrum

Ist man nur an der -3 dB-Breite des HF-Spektrums interessiert, so lässt sich diese auch direkt aus der PSD des Frequenzrauschens abschätzen. Dazu sei hier auf ein Verfahren verwiesen, das in [125] vorgestellt und in [144] mit verschiedenen Lasern geprüft wurde. Das Verfahren nutzt die sogenannte β -Trennlinie:

$$h_\beta(f) = \frac{8 \ln(2)}{\pi^2} f, \quad (5.42)$$

die das Frequenzrauschspektrum in zwei Bereiche teilt. Die Fourierfrequenzen, bei denen die PSD unterhalb der β -Trennlinie liegt, bilden den Bereich mit geringem Modulationsindex. Die Fourierfrequenzen, bei denen die PSD oberhalb der β -Trennlinie liegt, bilden den Bereich mit hohem Modulationsindex. Nur der zweite Bereich trägt laut [125] signifikant zur -3 dB-Breite des korrespondierenden HF-Spektrums bei. Die Fläche A unter der PSD des Frequenzrauschens in diesem Bereich ist nach [125] direkt proportional zur -3 dB-Breite des HF-Spektrums $\Delta\nu_{-3 \text{ dB}}$:

$$\Delta\nu_{-3 \text{ dB}} = \sqrt{8 \ln(2) A}. \quad (5.43)$$

Da die Breite des HF-Spektrums von der Messzeit abhängig ist, erwartet man bei der Anwendung von (5.43), dass die -3 dB-Breite ebenfalls von der Messdauer abhängt. In [125] wurde dies anhand

von Flicker-Rauschen⁹ untersucht und die erwartete Abhängigkeit bestätigt. Jedoch versagte die Berechnung bei kurzen Messzeiten, sobald die Frequenzauflösung im Bereich der Fourierfrequenz lag, bei der sich PSD und β -Trennlinie schneiden. Dieses Verhalten ist im Grenzfall kurzer Messzeiten anschaulich nachvollziehbar, da bei hinreichend kurzen Messzeiten keine Punkte der PSD mehr über der β -Trennlinie liegen und es somit keinen Beitrag zur -3 dB-Breite mehr gibt.

Der Einfluss der Messzeit soll hier nun exemplarisch anhand der Schwebungsmessung zwischen zwei DFB-Laserdioden untersucht werden. Die über die β -Trennlinie für verschiedene Messzeiten ermittelte -3 dB-Breite ist in Abb. 5.10 rot dargestellt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse einer direkten Auswertung der entsprechenden HF-Spektren aus Abschnitt 5.2.1 in blau dargestellt. Dies bestätigt die Ergebnisse aus [125]. Für kleine Messzeiten, bei denen die -3 dB-Breite des HF-Spektrums durch die Frequenzauflösung gegeben ist, kann die Methode der β -Trennlinie wie erwartet keine Breite ermitteln. Für große Messzeiten stimmen beide Kurven qualitativ und quantitativ überein. Jedoch zeigt sich eine Unterschätzung der -3 dB-Breite bei der Methode der β -Trennlinie. Die Abweichung liegt fast konstant bei 190 kHz. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits bei einigen Messungen in [144] beobachtet. Auch dort lag die Unterschätzung im Bereich von 10 %. Als Ursache wurde in [144] ein Fehler in der Kalibrierung des Messaufbaus vermutet. Möglicherweise hängt die Abweichung aber auch von der konkreten Form des HF-Spektrums ab. Allerdings stellen Abweichungen von 10 %, insbesondere in Anbetracht der Einfachheit dieser Methode, bei vielen Anwendungen keine signifikante Beschränkung des Verfahrens dar.

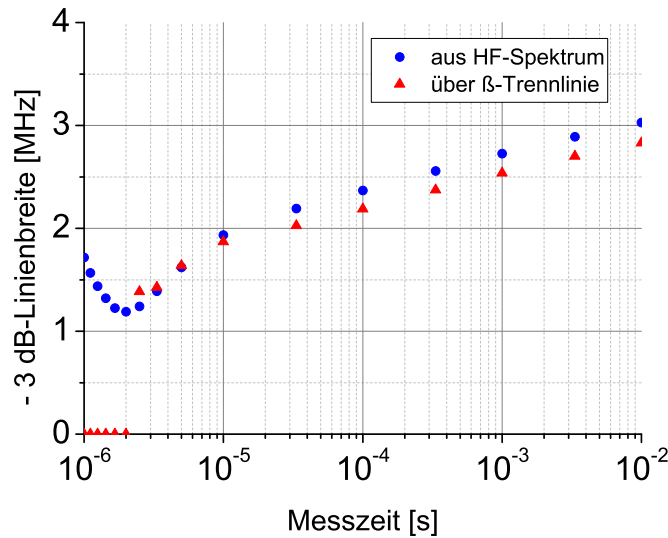


Abbildung 5.10.: -3 dB-Breite des HF-Spektrums für verschiedene Messzeiten bei einer Schwebungsmessung zwischen zwei DFB-Laserdioden ermittelt aus dem HF-Spektrum (blau) und über die β -Trennlinie (rot)

Somit liefert die Abschätzung der -3 dB-Breite über die β -Trennlinie ein gutes Werkzeug, falls die PSD des Frequenzrauschens vorliegt und die dadurch vorhandene volle Information auf eine skalare Größe reduziert werden soll.

⁹Flicker-Rauschen bedeutet $S_{\nu}^{\text{Flicker}}(f) = \alpha f^{-\alpha}$ mit $1 \leq \alpha \leq 2$.

5.4. Umsetzung des Messverfahrens

Wie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben, wurde eine Möglichkeit zur Charakterisierung der spektralen Stabilität der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten MOPA-Lasermodule und weiterer Laser gesucht. Dies umfasste neben der bereits vorgestellten Evaluierung und theoretischen Weiterentwicklung von Messkonzepten auch die Bereitstellung von konkreten Werkzeugen zur Durchführung der Messungen. In diesem Abschnitt wird entsprechend die experimentelle Umsetzung der in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Messverfahren dargestellt. Dazu wird zunächst der experimentelle Aufbau beschrieben und anschließend die softwaretechnische Implementierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messkonzepts (vgl. Abschnitt 5.3) vorgestellt. Abschließend werden einige Beispielmessungen gezeigt.

5.4.1. Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Messplatzes geschah gemeinsam mit Stefan Spießberger und ist bereits detailliert in dessen Dissertation geschildert [130]. Hier sollen entsprechend nur kurz die Idee und die wesentlichen Schlüsselkomponenten vorgestellt werden.

Der Messplatz sollte sowohl die Überlagerungsmessung von zwei Lasern (auch mit aktiver Frequenzstabilisierung) als auch die SDH-Messung eines einzelnen Lasers erlauben. Dazu wurde ein modularer Messplatz entwickelt, dessen einzelne Elemente je nach Bedarf über optische Fasern miteinander verbunden werden können. Hierbei sei angemerkt, dass aus Kostengründen auf den Einsatz von polarisationserhaltenden Fasern verzichtet wurde. Die funktionalen Module des Messplatzes sind in Abb. 5.11 dargestellt.

Zentrale Elemente sind hierbei die Photodiode, auf der Licht hinter dem X-Koppler überlagert wird, und der HF-Spektrumanalysator, mit dessen Hilfe das erzeugte Signal analysiert wird (oranger Kasten in Abb. 5.11). Wir verwenden hier üblicherweise eine schnelle Photodiode mit Transimpedanzverstärker (Newfocus 1554-B) und als HF-Spektrumanalysator einen FSW-26 (mit Option B160) von Rohde & Schwarz. An die beiden Eingänge des X-Kopplers können nun die beiden zum Linienbreitenmessplatz gehörenden Faserkopplungsplätze (blaue Kästen in Abb. 5.11) oder der SDH-Aufbau (grüner Kasten in Abb. 5.11) angeschlossen werden. Ebenso ist es möglich, „externe“ Quellen (violetter Kasten in Abb. 5.11) direkt oder über den SDH-Aufbau anzuschließen. Sollte eine aktive Frequenzregelung gewünscht sein, so kann ein Teil des Signals hinter der Photodiode abgegriffen und daraus ein entsprechendes Regelsignal abgeleitet werden (Details in [130]). Die dabei verwendete Regelelektronik wurde an der HUB im Rahmen der Projekte QUANTUS-I und GAIN entwickelt.

Der zum Messplatz gehörende optische Aufbau ist in Abb. 5.12 dargestellt und gliedert sich in drei Teile: zwei Faserkopplungsplätze (blau) und einen AOM-Aufbau (grün). Die beiden Faserkopplungsplätze dienen dazu, die Emission der zu untersuchenden Laser in Fasern zu koppeln, wobei beim Aufbau besonderer Wert auf die einfache Austauschbarkeit der Quellen gelegt wurde. Daraus ergibt sich auch der verglichen mit den in Kapitel 3 vorgestellten Aufbauten deutlich höhere Platzbedarf. Neben den optischen Isolatoren zur Unterdrückung von Rückkopplung und Abschwächen zur Anpassung der fasergekoppelten Leistung ist in einen Pfad auch eine Halbwellenplatte integriert, um die Polarisation für die Überlagerung der beiden Laser auf der Photodiode einstellen zu können.

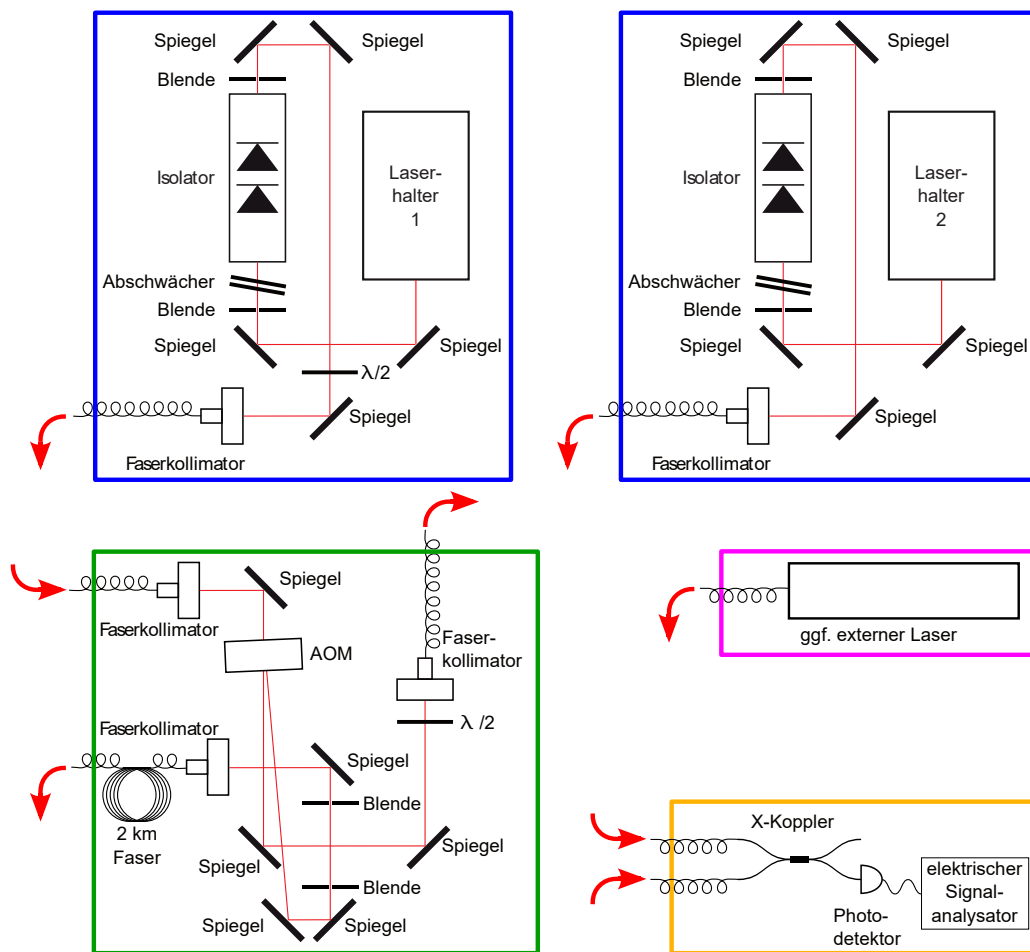


Abbildung 5.11.: Linienbreitenmessplatz - funktionale Komponenten: interne (blau) und externe (violett) Laseraufbauten, SDH-Aufbau (grün) sowie Überlagerungs- und Analyseaufbau (orange)

Im AOM-Aufbau (grün) wird das Licht der nullten und ersten Ordnung hinter dem AOM (IntraAction ATM-804DA2B) in Fasern gekoppelt, wobei das frequenzverschobene Licht der ersten Ordnung in die 2 km Verzögerungsfaser gekoppelt wird. Der AOM wird bei 780 nm mit 78 MHz betrieben. Diese Frequenz wird bei anderen Wellenlängen angepasst, um den Bragg-Winkel konstant und den Justage-Aufwand gering zu halten. Auch dieser Aufbau enthält in einem Pfad eine Wellenplatte zur Anpassung der Polarisation für die Überlagerung.

Abgesehen von den optischen Isolatoren und dem X-Koppler, dessen Aufteilungsverhältnis wellenlängenabhängig ist, sind alle Komponenten hinreichend breitbandig, um Messungen im gesamten gewünschten Wellenlängenbereich von 767 nm bis 1060 nm zu ermöglichen. Es steht somit ein Messplatz zur Verfügung, der die benötigten Schwebungsmessungen für alle in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Messkonzepte ermöglicht. Dabei kann das Schwebungssignal wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben direkt auf dem HF-Spektrumanalysator ausgewertet oder als IQ-Datensatz für die weitere Analyse abgespeichert werden.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

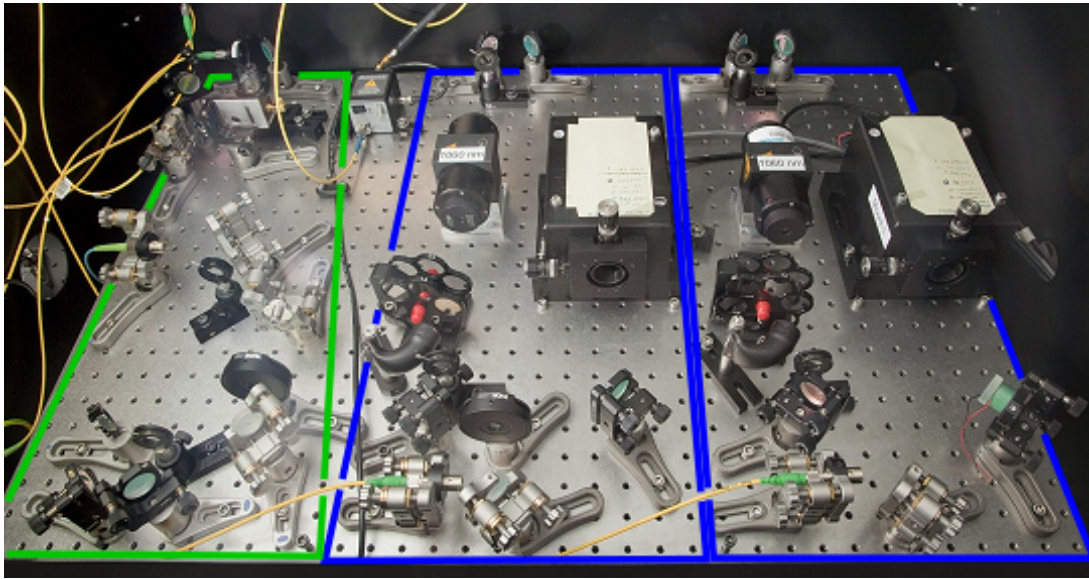


Abbildung 5.12.: Linienbreitenmessplatz - Optischer Aufbau: Laseraufbauten (blau) und SDH-Aufbau (grün) (Photographie © FBH/schurian.com)

5.4.2. Softwareimplementierung

Zur Analyse der abgespeicherten IQ-Datensätze wurde ein Programm benötigt. Dieses sollte die Auswertung der Daten hin zu Frequenzrausch- oder HF-Spektren und nachgelagerte Korrekturen wie z.B. die Korrektur der Messdaten um die Übertragungsfunktion des heterodynen Interferometers (5.18) ermöglichen. Der Aufbau des Programms sollte darüber hinaus so gestaltet sein, dass es auch anderen Kollegen als Werkzeug zur Verfügung steht. Auf Grund der zu Beginn der Arbeiten am FBH verfügbaren Programmierungsumgebungen und der einfach implementierbaren graphischen Benutzeroberfläche wurde die Programmierung in der Sprache LabVIEW (National Instruments) durchgeführt.

Die Grundfunktionalität des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswerteprogramms besteht darin, die IQ-Daten einzulesen und daraus alle in Abschnitt 5.3 vorgestellten Messgrößen zu berechnen, zu visualisieren und zu speichern. Darüber hinaus enthält es jedoch weitere Funktionen die nachfolgend vorgestellt werden.

Überprüfung der Gültigkeit

Zur Überprüfung der Gültigkeit der errechneten Daten wurden drei Funktionen implementiert. So kann zum einen überprüft werden, ob die nach (5.39) maximal tolerierbare Frequenzdrift während der Messung überschritten wurde. Dazu wird die während der Messung aufgetretene Frequenzdrift über einen quadratischen Fit an die Phasenentwicklung (5.25) ermittelt und ausgegeben.

Zum anderen wurde eine Funktion implementiert, die es ermöglicht abzuschätzen, ob das gemessene Frequenzrauschspektrum durch den Rauschuntergrund limitiert ist. Dazu wurde mit der standardmäßig genutzten Photodiode ohne Licht ein HF-Spektrum des Rauschuntergrundes

im Frequenzbereich gemessen und im Programm hinterlegt. Bei der Auswertung einer Messung kann nun der gemessene Signalpegel mit dem für die jeweilige Zentralfrequenz hinterlegten Pegel des Rauschuntergrundes verglichen werden. Über die im Mikrowellenbereich übliche Definition des Phasenrauschens (5.17) kann aus dem Verhältnis der beiden Pegel das Phasenrauschen bestimmt werden, das dem hinterlegten Rauschuntergrund entspricht. Ob der Rauschuntergrund allerdings von der Photodiode oder dem Signalgenerator selbst dominiert ist, hängt von den konkreten Messbedingungen, also insbesondere von Signalpegel und -frequenz, ab. Die im Programm hinterlegte Referenzkurve bildet somit nur einen Spezialfall ab und ihre Auswertung kann dementsprechend nur zur Abschätzung des Rauschuntergrundes genutzt werden. Ein Ausweg wäre die Ablage einer Vielzahl an Referenzkurven. Alternativ kann auch zu jeder durchgeführten Messung eine Messung des Untergrundes durchgeführt werden. Auf diesem Vorgehen beruht die dritte zur Überprüfung der Gültigkeit der aufgenommenen Daten implementierte Funktion.

Für die Bestimmung des Rauschuntergrundes einer individuellen Messung muss im Anschluss an diese ein Datensatz unter identischen Bedingungen (Einstellungen des Signalanalysators) ohne Licht aufgenommen werden. Zu diesem zweiten Datensatz wird im Auswertprogramm vor der Bestimmung der Phasenfluktuationen künstlich ein schmalbandiges Signal hinzugefügt, dessen Pegel, dem der zu untersuchenden Messung entspricht. Dieses Hinzufügen des schmalbandigen Signals wurde durch einen entsprechenden Versatz einer Quadraturkomponente realisiert. Die anschließende Auswertung liefert ein Vergleichsspektrum, das nicht mehr vom Signal sondern nur noch vom Rauschuntergrund dominiert ist.

Mittelung der Spektren

Es wurden zwei Möglichkeiten implementiert, die errechneten (Frequenzrausch)spektren zu mitteln. Dies dient sowohl der Verbesserung des SNR als auch der Reduktion der Anzahl der Datenpunkte. Eine Möglichkeit ergibt sich, falls anstelle der durch die Messzeit ermöglichten Frequenzauflösung nur eine gröbere Frequenzauflösung benötigt wird. In diesem Fall wird der IQ-Datensatz in mehrere Intervalle aufgeteilt, deren Länge die gewünschte Frequenzauflösung ermöglicht. Diese Teildatensätze werden dann individuell ausgewertet und anschließend gemittelt. In [137] wird vorgeschlagen, diese Intervalle überlappen zu lassen, da auf Grund der bei der Analyse angewendeten Fensterfunktionen (vgl. Abschnitt 5.3.2) sonst einige Datenpunkte an den Intervallgrenzen quasi unberücksichtigt blieben. Bei der in dieser Arbeit realisierten Implementierung wurde ein Überlapp von 50 % zwischen zwei aufeinanderfolgenden Intervallen gewählt.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion von Datenpunkten und zur Verbesserung des SNR basiert darauf, dass Frequenzrauschspektren üblicherweise auf einer logarithmischen Frequenzachse dargestellt werden. Bei in der Frequenz äquidistanten Punkten führt dies zu einer mit steigender Fourierfrequenz zunehmenden Anzahl von Messpunkten je Dekade. Dies lässt sich z.B. durch die direkte Berechnung einer PSD mit einer logarithmischen Frequenzachse umgehen [138]. Um jedoch die Standard-Rechenalgorithmen weiter nutzen zu können, wurde hier ein anderer Ansatz implementiert. Dieser orientiert sich am natürlichen Vorgehen bei der Betrachtung einer solch dichter werdenden Kurve. Hierzu wird die Frequenzauflösung für jede Dekade individuell festgelegt¹⁰ und die PSD in diesen Frequenzbereichen entsprechend gemittelt.

¹⁰Die Frequenzauflösung wird hier in fester Relation zur ersten Frequenz der jeweiligen Frequenzdekade festgelegt.

5. Die spektrale Charakterisierung der Strahlquellen

Weitere Funktionen

Es wurden noch zwei weitere Zusatzfunktionen integriert. Zum einen ist die Korrektur der PSD der Frequenzfluktuation um die Übertragungsfunktion des heterodyn Interferometers (5.18) möglich. Zum anderen kann neben dem Weg über das HF-Spektrum die Linienbreite gemäß [125] auch mit Hilfe der β -Trennlinie direkt aus der PSD der Frequenzfluktuation bestimmt werden (vgl. Abschnitt 5.3.5).

5.4.3. Beispielmessungen

Im gesamten Kapitel wurden bereits Beispielmessungen mit zwei DFB-Laserdioden, wie sie auch für die MOPAs genutzt wurden, zur Illustration der jeweils vorgestellten Messmethoden gezeigt. Aus diesem Grund sollen hier nur beispielhaft zwei Messungen mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messmethode gezeigt werden, die die Nutzbarkeit dieser Messmethode über die spektrale Charakterisierung der MOPA-Lasermodule hinaus belegen.

Abbildung 5.13a zeigt zwei mittels IQ-Daten aufgenommene SDH-Messungen eines DFB-Lasers, wobei die Messdaten um die Übertragungsfunktion der heterodyn Interferometers korrigiert wurden (vgl. Abschnitt 5.2.3). Diese Messungen wurden im Rahmen eines Projekts zur Entwicklung eines ultra-schmalbandigen Lasers [145] gemacht. Mit Hilfe der Messung konnte bei einem Prototypen nachgewiesen werden, dass durch resonante Rückkopplung von einem externen optischen Resonator (blaue Kurve) eine Unterdrückung des Frequenzrauschens um ca. 5 Größenordnungen verglichen mit dem Fall ohne Rückkopplung (rote Kurve) möglich ist.

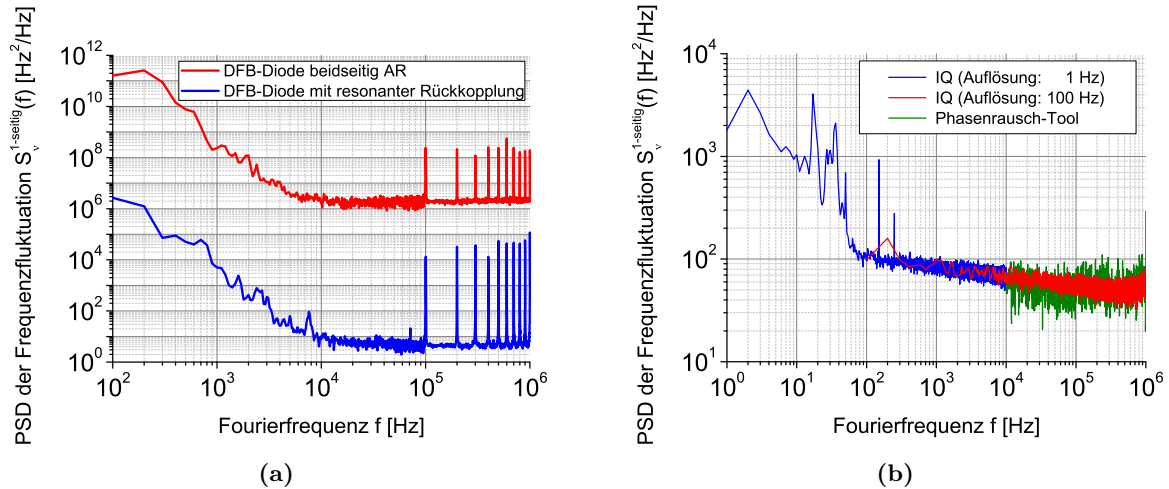


Abbildung 5.13.: Beispielmessungen - Frequenzrauschen aus IQ-Daten: (a) SDH-Messung eines Prototyps für einen ultra-schmalbandigen ECDL [145] und (b) Messung der Stabilität der Repetitionsrate eines gepulsten Lasers [146]

In Abb. 5.13b sind Messung zur Stabilität der Repetitionsrate eines gepulsten Lasers [146, 147] gezeigt. Diese Messungen wurden im Rahmen der Projektfamilie LASUS durchgeführt und dienen der Entwicklung eines modengekoppelten Lasers, der einen kohärenten Frequenzvergleich von Lasern bei 767 nm und 780 nm, den Wellenlängen von K und Rb, ermöglichen soll.

5.5. Resümee der Arbeiten zur spektralen Charakterisierung

Ausgangspunkt für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Arbeiten zur „Linienbreitenmessung“ war die Suche nach einem Verfahren zur Charakterisierung der spektralen Stabilität der (freilaufenden) MOPA-Lasermodule (Kapitel 4). Zunächst wurden zu diesem Zweck etablierte Verfahren genutzt. Damit waren jedoch Einschränkungen verbunden. Das zentrale Problem bestand und besteht darin, dass in einem HF-Spektrum und den daraus abgeleitete Größen nicht die volle Information über die spektrale Stabilität enthalten ist. Darüber hinaus machen Frequenzdrifts, die bei freilaufenden Diodenlasern üblich sind, eine eindeutige Interpretation der Messergebnisse unmöglich.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Verfahren zur Messung der PSD der Frequenzfluktuationen freilaufender Laser entwickelt [123]. Das Verfahren beruht auf der Messung beider Quadraturkomponenten eines Schwebungssignals mit Hilfe eines HF-Signalanalysators im Zeitbereich. Bei der anschließenden Berechnung der PSD der Frequenzfluktuationen wird der Einfluss von Frequenzdrifts der Laser durch den Einsatz geeigneter Filterfunktionen unterdrückt.

Dieses neue Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit auch implementiert. Somit konnte es zur Charakterisierung der MOPA-Lasermodule genutzt werden, wodurch der Nachweis über ihre Nutzbarkeit hinsichtlich der spektralen Schmalbandigkeit erbracht werden konnte. Die Nutzbarkeit der Lasermodule wurde anschließend durch den erfolgreichen Einsatz im QUANTUS-2-Lasersystem (vgl. Abschnitt 6.2) bestätigt.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messmethode und der dafür aufgebaute Messplatz stehen am FBH nun in Form eines Standardmessplatzes zur Verfügung, der bereits für die Vermessung roter Diodenlaser [148] kopiert wurde. Das Messverfahren bildet somit ein wichtiges Werkzeug zur Bewertung der Weiterentwicklungen von Lasern [103] und Lasersystemen [145]. Das Einsatzgebiet geht inzwischen sogar über die Analyse von Dauerstrich-Lasern hinaus. So wird die Auswertesoftware auch zur Analyse der Stabilität der Repetitionsrate von gepulsten Lasern genutzt [146, 147], sowie bei der Vermessung ihrer optischen Linienbreite eingesetzt.

6. Mechanische und funktionale Qualifikation des Lasersystems

Das in Kapitel 3 beschriebene Design eines kompakten und robusten Lasersystems für die Apparatur QUANTUS-2 erforderte ebenso kompakte und robuste Strahlquellen, die darüber hinaus spektral schmalbandig hohe Ausgangsleistungen liefern. Die in den beiden vorangegangenen Kapiteln dargestellten Arbeiten ermöglichten die Bereitstellung dieser Strahlquellen sowie den Nachweis der geforderten Eigenschaften und damit den Aufbau des Lasersystems.

Um im ersten Schritt Experimente mit Rubidium im Fallturm zu ermöglichen, wurde zunächst der Rubidium-Teil des Lasersystems aufgebaut. Der Aufbau selbst und die Justage des Systems waren nicht Teil dieser Arbeit, sondern wurden von Christoph Grzeschik im Rahmen seiner Doktorarbeit durchgeführt. Das aufgebaute Lasersystem (Rb-Teil) ist in Abb. 6.1 dargestellt.

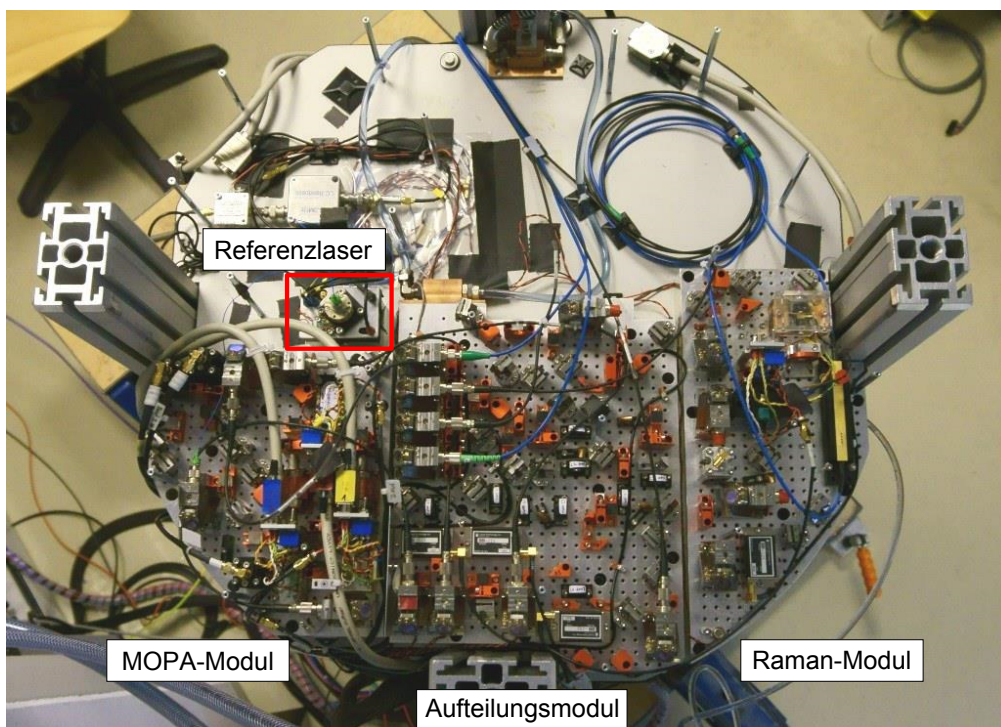


Abbildung 6.1.: Der Rubidium-Teil des Lasersystems auf der oberen Plattform der QUANTUS-2-Kapsel

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit dem Lasersystem durchgeführten mechanischen und funktionalen Tests werden nachfolgend beschrieben.

6.1. Mechanischer Test - Katapultkampagnen

Vor dem Einbau des Lasersystems in die QUANTUS-2-Apparatur sollte zunächst dessen Tauglichkeit für den Einsatz auf dem Katapult des Bremer Fallturms getestet werden. Die dazu durchgeführten Arbeiten werden in diesem Abschnitt dargestellt. Für diese Tests wurde eine gesonderte Testkapsel aufgebaut wurde. Dieser Aufbau und die anschließenden Testkampagnen wurden gemeinsam mit Christoph Grzeschik durchgeführt.

6.1.1. Die Berliner Lasersystem-Testkapsel

Der Test sollte nicht nur das mechanische Überleben eines Katapultschusses nachweisen, sondern auch die Betriebsfähigkeit des Lasersystems während des Fluges. Aus diesem Grund ist die Testkapsel (Abb. 6.2) mit der zum Betrieb des Lasersystems erforderlichen Elektronik ausgestattet. Dies umfasst auch Elektronik, die von Dr. Thijs Wendrich im Rahmen der Verbundprojekte LASUS-I und -II an der LUH u.A. für den Einsatz in QUANTUS-2 neu entwickelt wurde. Da diese Elektronik zuvor nur einzeln getestet wurde, stellte bereits die Integration von Lasersystem und Elektronik einen ersten wichtigen Test für QUANTUS-2 dar.

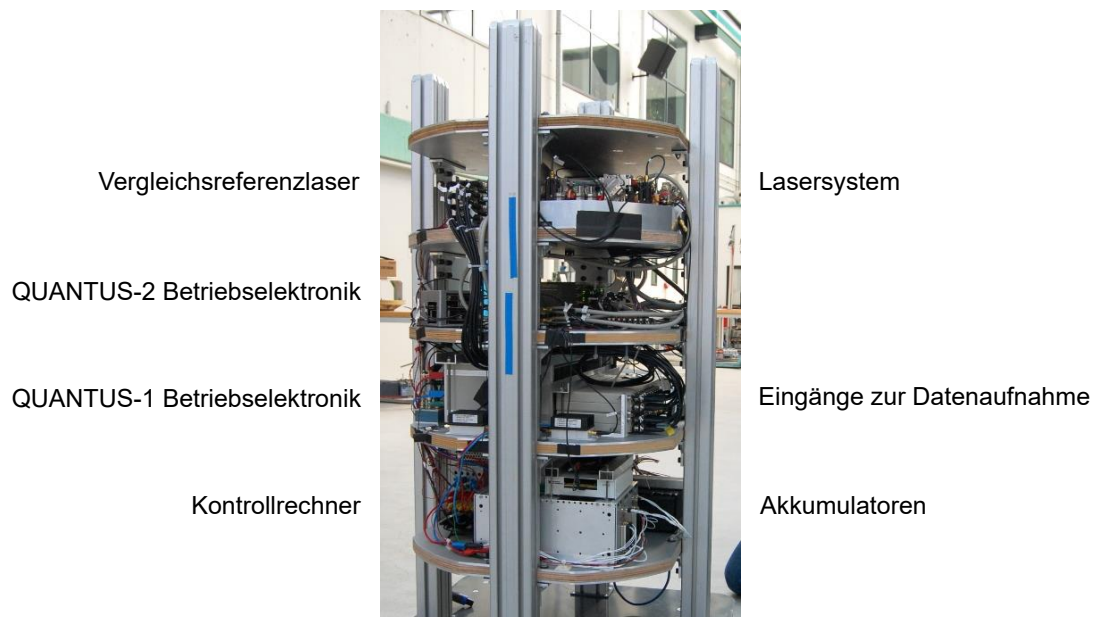


Abbildung 6.2.: Berliner Lasersystem-Testkapsel in der Integrationshalle des Bremer Fallturms

Die Aufnahme von Daten während des Fluges erfolgt zum einen über die QUANTUS-2 Elektronik selbst. Zum anderen verfügt der Kontrollrechner der Testkapsel über diverse analoge Eingänge, mit denen beispielsweise Photodioden-Spannungen aufgenommen werden können. Zur besseren Bewertung der Frequenzstabilität ist auch ein zweiter Referenzlaser [149] eingebaut, dessen Stabilität bereits getestet wurde und der auch über die bewährte QUANTUS-1 Elektronik betrieben werden kann. Die Testkapsel wurde im Rahmen der ersten Kampagne aufgebaut und später erweitert.

6.1.2. Die Kampagnen

Die Tests erfolgten in drei Kampagnen. Die erste Kampagne bestand hauptsächlich aus dem Aufbau einer Grundversion der bereits vorgestellten Testkapsel. Sie wurde mit einem Fallturmbauwurf abgeschlossen, bei dem die Leistungen an verschiedenen Punkten im Lasersystem überwacht wurden. Das System hat Abwurf und Aufprall unbeschadet überstanden.

Für die zweite Kampagne wurde die Analysefähigkeit der Kapsel erweitert, so dass nun auch Fehler- und Regelsignale der Frequenzstabilisierungen mitgeschrieben werden konnten. Die Stabilisierung erfolgte allerdings noch immer über QUANTUS-1 Elektronik. Aus diesem Grund sollen an dieser Stelle nur die Auswirkungen eines Katapultschusses auf die Faserkopplungen diskutiert werden. Dies soll am Beispiel der beiden in Abb. 6.3 gezeigten Pfade geschehen.

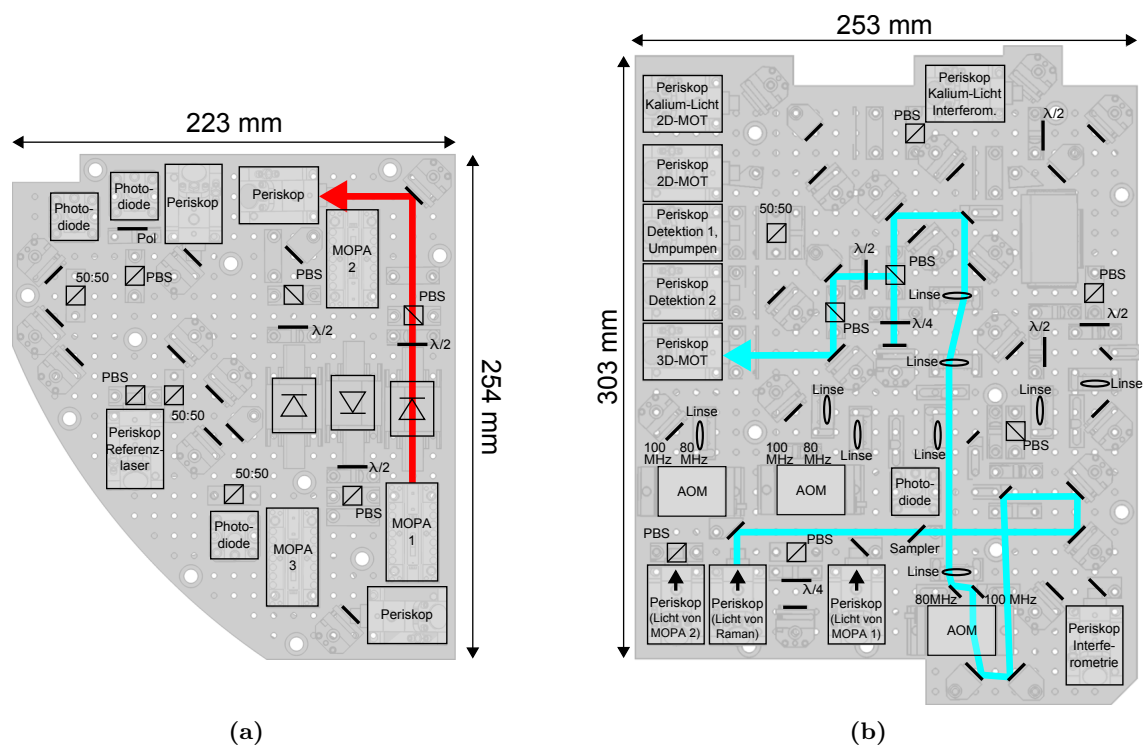


Abbildung 6.3.: Beispiele der beim Katapulttest im MOPA-Modul (a) und Aufteilungsmodul (b) untersuchten Pfade

In Abb. 6.4 sind die normierten fasergekoppelten Leistungen beispielhaft für die zwei Pfade dargestellt. Zum einen ist die normierte fasergekoppelte Leistung von MOPA-Lasermodule 1 (roter Pfad in Abb. 6.3a) in rot dargestellt. Diese bricht beim Katapultstart um ca. 3 % und beim Einschlag um ca. 7 % ein. Während des Fluges ist die fasergekoppelte Leistung auf dem gleichen Niveau wie vor dem Start. Die anderen beiden, hier nicht dargestellten, Faserkopplungen hinter den MOPA-Lasermodule 2 und 3 verhalten sich ähnlich, woraus sich eine hinlängliche mechanische Stabilität des MOPA-Moduls ableiten lässt.

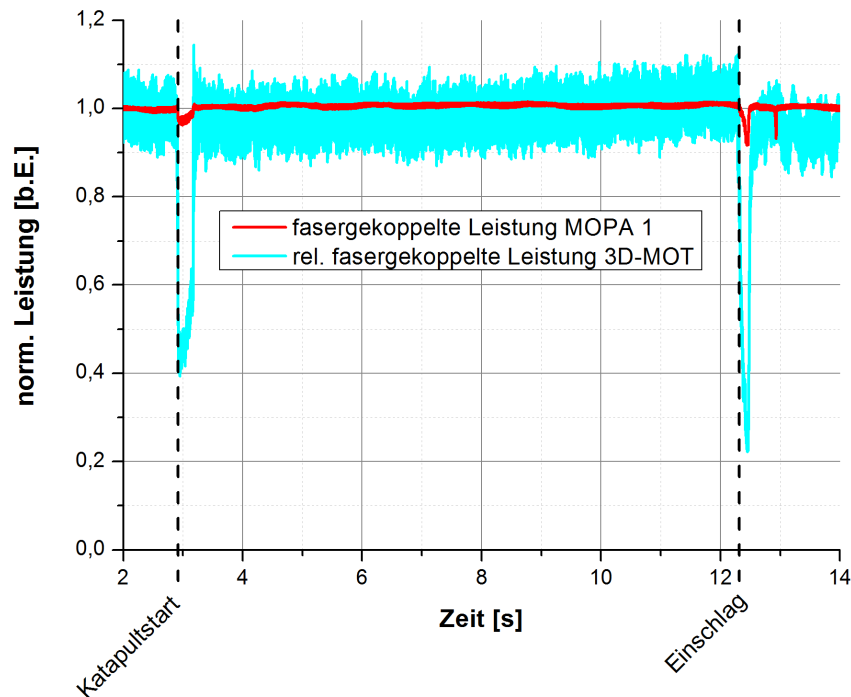


Abbildung 6.4.: Normierte fasergekoppelte Leistung im MOPA-Modul (rot) und am Ausgang zur 3D-MOT (blaugrün) während eines Katapultschusses

Zum anderen ist in Abb. 6.4 in blaugrün die normierte¹ fasergekoppelte Leistung am Ende eines der längsten Pfade im Aufteilungsmodul (blaugrüner Pfad in Abb. 6.3b) dargestellt². Beim Katapultstart bricht die fasergekoppelte Leistung am Ende dieses Pfades um ca. 60 % und beim Einschlag um ca. 78 % ein. Während des Fluges liegt sie jedoch auf dem gleichen Niveau, wie vor dem Start. Somit ist der Experimentbetrieb der Apparatur während des Fluges sichergestellt. Dies gilt insbesondere in Verbindung mit dem hohen Fluss kalter Atome, den die QUANTUS-2-Apparatur bietet [49]. Sollten zukünftige Experimentgenerationen jedoch eine gleichbleibende Lichtleistung während des Startes erfordern, so wäre ein Aufbau mit kürzeren Wegen, auch auf Kosten eines ggf. größeren Volumens, ratsam.

Zusätzlich zu den optischen Leistungen wurden auch die Temperaturen im Lasersystem vom Testbetrieb im Labor über die Evakuierung des Fallturms bis hin zum Katapultstart aufgenommen. Die Temperaturentwicklung an einigen ausgewählten Messpunkten im MOPA-Subsystem ist in Abb. 6.5 dargestellt. Klar erkennbar sind starke Temperaturanstiege, sobald die Laser für Tests und zum Katapultschuss eingeschaltet werden. Diese Temperaturerhöhung fällt an dem Sensor in der Nähe eines Periskops zur Faserkopplung besonders deutlich aus. Ursache hierfür ist die hinter den MOPA-Lasermodule erreichte Faserkopplungseffizienz im Bereich von 50 %, da somit

¹Während des Tests auftretenden Änderungen der in das Aufteilungsmodul eingekoppelten optischen Leistung wurden herausgerechnet.

²Das deutlich stärkere Rauschen des Signals erklärt sich durch eine geringere Leistung auf der zur Messung genutzten Photodiode und ein somit schlechteres SNR.

Leistung im Bereich von 500 mW nicht in die Faser gekoppelt wird und zumindest teilweise den Halter erwärmt. Nach Abschalten der Laser fällt die Temperatur wieder ab. Zur Integration in den Fallturm wurde die Fallkapsel nach dem letzten Labortest an die Fallturbetriebsgesellschaft übergeben. Nach dieser sogenannten „Abgabe“ wird die Fallkapsel hermetisch verschlossen. In Abb. 6.5 zeigt sich ab „Abgabe“ ein fast linearer Anstieg der Umgebungstemperatur mit ca. 3,5 K/h, der sich auch in der Temperatur des Kapselbodens zeigt. Diese Erwärmung lässt sich auf die Abwärme der Betriebselektronik zurückführen. Auf Basis dieser Erkenntnis wurden für die QUANTUS-2-Apparatur zusätzliche Wasserkühlungen (z.B. an den HF-Verstärkern vor den AOMs) vorgesehen.

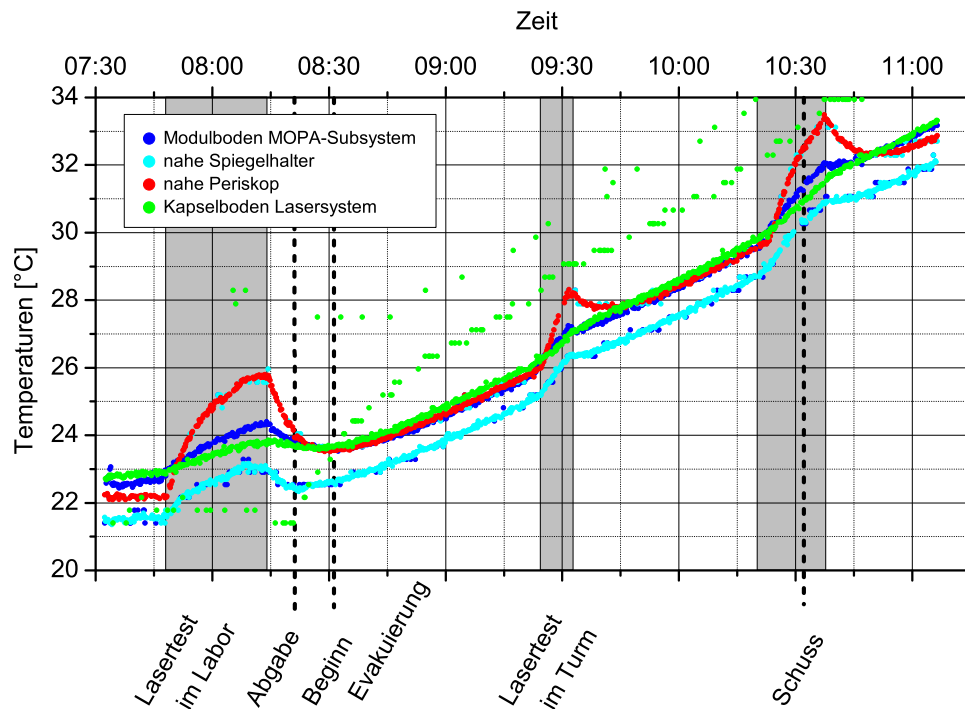


Abbildung 6.5.: Temperaturentwicklung im MOPA-Modul während eines Katapulttests: Die Zeiten, zu denen die Laser eingeschaltet waren, sind grau hinterlegt. Die einzelnen Ausreißer sind Messartefakte.

Nach Abschluss der von Christoph Grzeschik vorgenommenen Integration der neuen Betriebselektronik von der LUH wurde eine dritte Kampagne gemeinsam durchgeführt. Die in Abb. 6.2 dargestellte Testkapsel zeigt die zu dieser Kampagne gehörige Konfiguration. Nun konnte die Frequenzregelung mit Hilfe der neuen Elektronik von der LUH erfolgen. Darüber hinaus war der bereits vorgestellte QUANTUS-2-Referenzlaser verfügbar. Somit konnte, ergänzend zur bereits betrachteten Leistungsstabilität, auch die Frequenzstabilität des gesamten Rubidium-Teils des Lasersystems getestet werden. Diese hängt jedoch nicht nur von der mechanischen Stabilität des Lasersystems ab, die ein direktes Ergebnis dieser Arbeit ist. Die Frequenzstabilität wird in großem Maße auch von der Stabilität der Elektronik beeinflusst, die außerhalb dieser Arbeit entwickelt

6. Mechanische und funktionale Qualifikation des Lasersystems

und integriert wurde. Aus diesem Grund wird hier auf eine detaillierte Analyse der letzten Testkampagne verzichtet und nur ein beispielhaftes Ergebnis zur Frequenzstabilität gezeigt. Dabei wurde der QUANTUS-2-Referenzlaser mit der QUANTUS-2-Elektronik auf $^{85}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=3 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{ crossover } \text{F}'=3/\text{F}'=4$ stabilisiert. Der zusätzliche Referenzlaser der Testkapsel wurde mit der QUANTUS-1-Elektronik auf $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{1/2} \text{ F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2} \text{ crossover } \text{F}'=2/\text{F}'=3$ stabilisiert und die Frequenzdifferenz (ca. 1,2 GHz) mit Hilfe der QUANTUS-2-Elektronik überwacht. Da nur die Frequenzdifferenz überwacht wird, können synchrone Frequenzänderungen beider Laser nicht nachgewiesen werden. Durch den Einsatz zweier verschiedener Stabilisierungselektroniken und die Stabilisierung auf zwei verschiedene atomare Übergänge konnte die Wahrscheinlichkeit für eine synchrone Frequenzänderung beider Laser jedoch erheblich unterdrückt werden. Insbesondere der kritische Fall eines Ausfalls der Frequenzstabilisierung, also der Stabilisierung auf einen ungewollten atomaren Übergang oder den Doppler-Hintergrund, würde auf Grund der verschiedenen für die Stabilisierung der beiden Referenzlaser gewählten atomaren Übergänge zu unterschiedlichen Frequenzabweichungen und somit zu einer Änderung der Differenzfrequenz führen.

Für einen Katapultschuss ist die Änderung der Frequenzdifferenz zwischen den beiden Lasern in Abb. 6.6 dargestellt. Die Differenzfrequenz variiert nur um $\pm 51,2 \text{ kHz}$ mit einzelnen Ausreißern um weitere $51,2 \text{ kHz}$, wobei die Frequenzauflösung der Messung bei $51,2 \text{ kHz}$ liegt. Die Frequenz des QUANTUS-2-Referenzlasers blieb somit während des Katapultstarts stabilisiert. Da auch die Frequenzdifferenzen zwischen dem QUANTUS-2-Referenzlaser und den MOPA-Lasermodulen während des Katapultstarts aktiv stabilisiert werden konnte, konnte die Katapulttauglichkeit des gesamten Rubidium-Teils erfolgreich nachgewiesen werden.

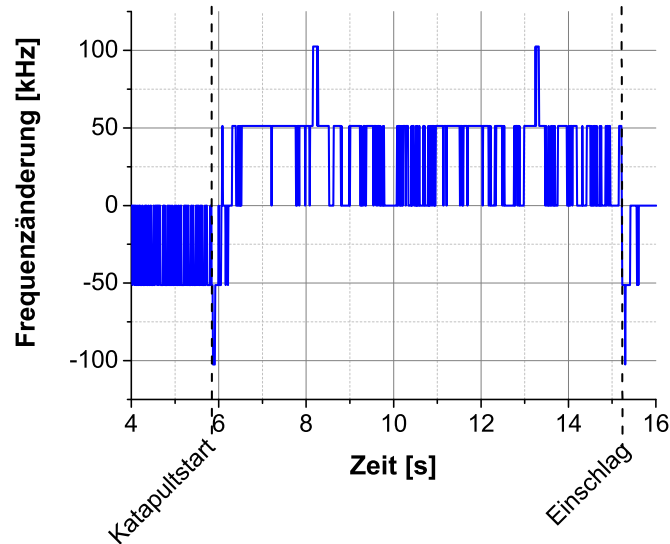


Abbildung 6.6.: Katapulttest der Frequenzstabilität: Dargestellt ist die Variation der Differenzfrequenz zwischen zwei verschiedenen Referenzlasern in Abhängigkeit von der Zeit beginnend vor dem Katapultstart bis nach dem Einschlag.

6.2. Nachweis der Funktionalität

Nachdem die Katapulttauglichkeit des Rubidium-Lasersystems nachgewiesen werden konnte, musste nun noch dessen atom-optische Funktionalität nachgewiesen werden. Der entsprechende Test wird nachfolgend beschrieben.

Parallel zu den Arbeiten am Lasersystem wurde an der LUH die Experimentkammer der QUANTUS-2-Apparatur entwickelt, aufgebaut und mit Hilfe eines Bodenlasersystems in Betrieb genommen. Zum Test der Funktionalität des neuen Lasersystems wurde dieses mit der Experimentkammer verbunden. Mit diesem Aufbau konnte zunächst eine MOT demonstriert und nach weiteren Anpassungen auch ein BEC (Abb. 6.7) erzeugt werden. Diese Arbeiten sind nicht Teil dieser Arbeit und wurden von Christoph Grzeschik und dem restlichen QUANTUS-2-Experimentteam durchgeführt.

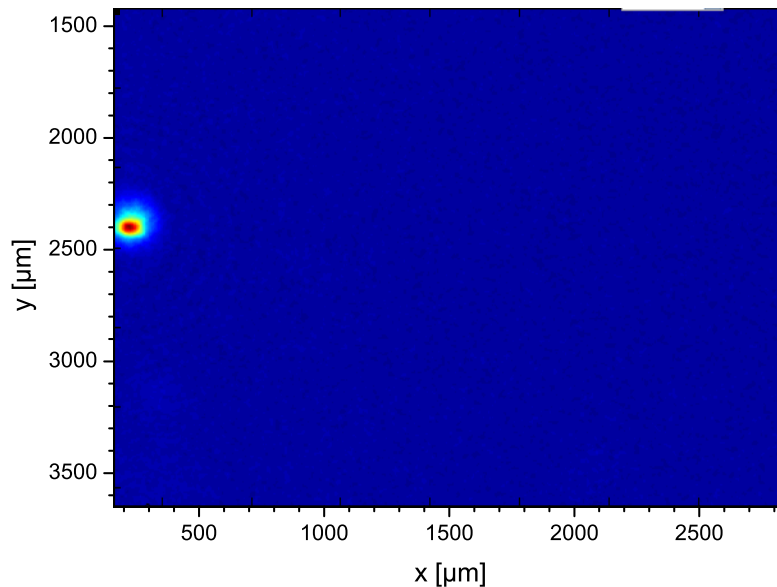


Abbildung 6.7.: Falschfarbendarstellung der Intensitätsverteilung bei der Absorptionsabbildung (vgl. Abschnitt 3.1.3) des ersten BEC, das mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten QUANTUS-2-Lasersystem erzeugt wurde.

Für die Erzeugung und den Nachweis des BEC wurde eine komplette Experimentsequenz bestehend aus den verschiedenen Kühlphasen (vgl. Abschnitt 3.1.1) und der Detektion (vgl. Abschnitt 3.1.3) durchgeführt. Entsprechend musste das Lasersystem Licht mit den geforderten Frequenzen und optischen Ausgangsleistungen zu den gewünschten Zeiten an die jeweiligen Ausgangsfasern schalten. Der Nachweis des BEC zeigt, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Lasersystem die geforderte atom-optische Funktionalität erreicht.

6.3. Resümee der mechanischen und funktionalen Qualifikation des Lasersystems

Wie in Kapitel 3 dargelegt, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Lasersystem für den Betrieb eines Zwei-Spezies-BEC- und Interferometrie-Experiments auf dem Katapult des Bremer Fallturms konzeptionell und mechanisch entwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Rubidium-Teil dieses Lasersystems in drei Kampagnen am Bremer Fallturm mechanisch getestet. Damit konnte die Katapulttauglichkeit des Lasersystems erfolgreich demonstriert werden. Nach dem ebenfalls erfolgreichen Nachweis der atom-optischen Funktionalität durch Erzeugung eines BEC ist das Lasersystem inzwischen, betrieben durch das QUANTUS-2-Experimentteam, als Teil der Gesamtapparatur routinemäßig am Fallturm im Einsatz.

7. Zusammenfassung und Ausblick

7.1. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines kompakten und robusten Lasersystems für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion kalter Rubidium- und Kaliumatome für die Fallturmapparatur QUANTUS-2. Aus diesem Ziel ergaben sich drei Hauptaufgaben. Die Entwicklung des Lasersystems mit geeigneten funktionalen, optischen und mechanischen Eigenschaften sowie dessen Qualifizierung für den Einsatz am Fallturm bildeten eine dieser Hauptaufgaben. Um den kompakten und stabilen Aufbau des Lasersystems zu ermöglichen, mussten neue kompakte Strahlquellen hoher Ausgangsleistung entwickelt, aufgebaut und charakterisiert werden - die zweite Hauptaufgabe im Rahmen dieser Arbeit. Die Entwicklung eines geeigneten Verfahrens zur Charakterisierung der spektralen Eigenschaften freilaufender Strahlquellen bildete die dritte Hauptaufgabe dieser Arbeit.

Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung des Frequenzrauschens freilaufender Laser

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur Charakterisierung des Frequenzrauschens freilaufender Laser entwickelt [123]. Dieses Verfahren beruht auf der Digitalisierung eines Schwingungssignals und dem anschließendem Runtermischen ins komplexe Basisband (Zugang zu den Quadraturkomponenten). Nachfolgend wird die Phase als Funktion der Zeit extrahiert und die lineare Phasenentwicklung herausgerechnet. Die Anwendung geeigneter Filter und FFT-Routinen liefert dann das Phasen- bzw. Frequenzrauschen.

Bei diesem Verfahren werden, anders als in anderen Verfahren zur Messung des Frequenzrauschens, keine Frequenzdiskriminatoren eingesetzt. Somit werden auch die damit verknüpften Bandbreitenbegrenzungen umgangen. Eine aktive Frequenzstabilisierung, die das Frequenzrauschen beeinflussen würde, ist ebenfalls nicht nötig. Der Einfluss von Frequenzdrifts, die bei Messungen mit einem HF-Spektrumanalysator zu Problemen führen würden, wird bei diesem Verfahren durch den Einsatz geeigneter Datenanalysemethoden und Filter unterdrückt. Die Grenzen der Wirksamkeit dieser Unterdrückung wurden im Rahmen dieser Arbeit theoretisch analysiert. Anders als andere Verfahren, die optisch auf die Quadraturkomponenten zugreifen, ist dieses Verfahren nicht auf präzise balancierte Photodioden oder die (relative) Phasenstabilität optischer Pfade angewiesen.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren wurde hardwareseitig durch den Aufbau eines entsprechenden Messplatzes und softwareseitig durch die Programmierung eines entsprechenden Auswerteprogramms implementiert. Somit konnte ein Werkzeug zur spektralen Charakterisierung von (freilaufenden) Lasern bereitgestellt werden, dessen Anwendungsbereich

7. Zusammenfassung und Ausblick

inzwischen weit über die Vermessung der im Rahmen dieser Arbeiten aufgebauten Lasermodule hinausgeht [103, 145, 146].

Entwicklung kompakter und spektral schmalbandiger Strahlquellen hoher Ausgangsleistung

Darüber hinaus wurden im Rahmen dieser Arbeit kompakte, schmalbandige Strahlquellen hoher Ausgangsleistung entwickelt, aufgebaut, charakterisiert und funktional sowie mechanisch für den Einsatz in einem atom-optischen Fallturmexperiment qualifiziert [82]. Die mikrointegrierten Diodenlasermodule wurden in Form hybrider *Master Oscillator Power Amplifier* (MOPA) realisiert, deren optische Bank eine Grundfläche von nur $10\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ einnimmt.

Die im Rahmen dieser Arbeit bei einer Emissionswellenlänge von 780 nm , der Wellenlänge der D₂-Linien von Rb, aufgebauten Lasermodule erreichen im Dauerstrichbetrieb optische Ausgangsleistungen im Watt-Bereich. Als Spitzenwerte konnten bei der Arbeitstemperatur von $18,6^\circ\text{C}$ eine optische Leistung von 3090 mW und bei 10°C eine Leistung von 3700 mW erreicht werden. Mit dem ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messverfahren wurden für die -3 dB -Linienbreite ($10\text{ }\mu\text{s}$) der Lasermodule an den Arbeitspunkten Werte im Bereich von 1 MHz gemessen und für die Lorentz-Linienbreite Werte im Bereich von 100 kHz . Sowohl in Katapulttests am Fallturm als auch durch Vibrationstests mit Pegeln von bis zu 21 g_{RMS} konnte die mechanische Stabilität der Lasermodule nachgewiesen werden. Die Eignung der Lasermodule für atom-optische Experimente wurde durch Einsätze in der Apparatur QUANTUS-1 als Lichtquelle für die MOT und die Bragg-artigen Strahlteiler gezeigt [82, 121]. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasermodule dienen darüber hinaus als Technologiebasis: Konzept und optisches Design wurden von weiterführenden Entwicklungsarbeiten [150, 151] übernommen.

Neuentwicklung eines kompakten und robusten Lasersystems für die Erzeugung, kohärente Manipulation und Detektion kalter Rubidium- und Kaliumatome

Die Neuentwicklung des kompakten und robusten Lasersystems für die Erzeugung, Manipulation und Detektion kalter Rubidium- und Kaliumatome bildete das zentrale Ziel dieser Arbeit.

Zunächst wurde das Lasersystem entsprechend der aus den geplanten Anwendungen resultierenden Anforderungen funktional konzipiert. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Konzept ermöglicht es, Licht mit allen für die Anwendung benötigten Emissionsfrequenzen in hinreichender optischer Leistung und spektraler Stabilität an der Experimentierkammer der Apparatur QUANTUS-2 bereitzustellen.

Basierend auf diesem Konzept und den ebenfalls neu entwickelten kompakten Strahlquellen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein mechanisches Design erstellt, das zusätzlich zu den funktionalen Anforderungen an das Lasersystem auch die Anforderungen des geplanten Einsatzes auf dem Katapult des Bremer Fallturms berücksichtigt. Angepasst an die Dimensionen der QUANTUS-2-Apparatur hat das Lasersystem eine Masse von weniger als 35 kg und ein Volumen von weniger als 44 l .

Der Rb-Teil des Lasersystems wurde im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich auf dem Katapult des Bremer Fallturms getestet. Damit konnte gezeigt werden, dass das Lasersystem Beschleunigungen von bis zu 50 g in Funktion übersteht. Der Rb-Teil des Lasersystems bildet zusammen mit der parallel an der LUH entwickelten Experimentierkammer nun die katapulttaugliche Apparatur

QUANTUS-2 und ist inzwischen routinemäßig am Bremer Fallturm im Einsatz. Die erfolgreichen Katapultflüge dieser Rb-Apparatur wurden bereits mit einem Titelbild (Abb. 7.1) der Zeitschrift „Fortschritte der Physik“ gewürdigt [152].

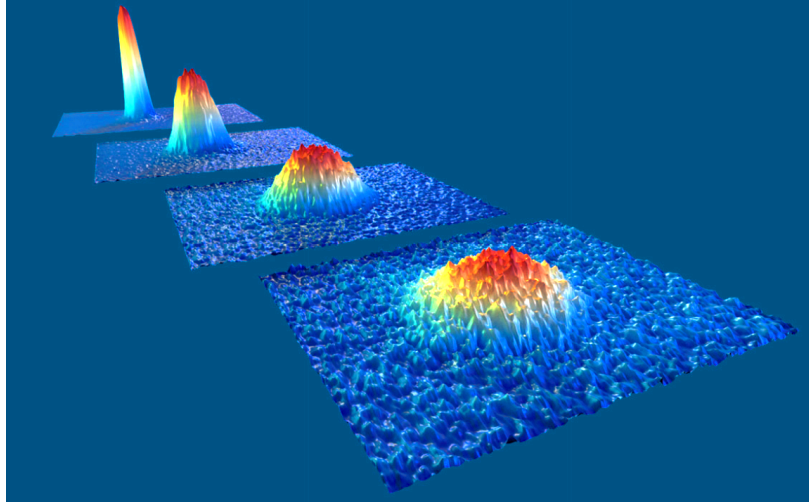


Abbildung 7.1.: Bildreihe von vier mit der QUANTUS-2-Apparatur während eines Katapultschusses nacheinander erzeugten BECs, aufgenommen nach 25, 50, 75 und 100 ms Expansion. Die Grafik wurde von Jan Rudolph und Holger Ahlers erstellt für [152].

Die Experimente mit der Apparatur QUANTUS-2 bilden einen weiteren Schritt auf dem Weg zur wissenschaftlichen Vision eines UFF-Tests mit bisher unerreichter Genauigkeit, die die Motivation für diese Arbeit gebildet hat.

7.2. Ausblick

Der nächste sich direkt aus dieser Arbeit ergebende Schritt in Richtung UFF-Test ist die Komplettierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasersystems durch die Fertigstellung des Teils für die Kalium-Spektroskopie. Dadurch wird die QUANTUS-2-Apparatur in die Lage versetzt, Zwei-Spezies-Atominterferometrie auf bisher unerreichten Interferometrie-Zeitskalen im Bremer Fallturm zu betreiben.

Parallel haben bereits die Arbeiten für Untersuchungen auf noch deutlich längeren Zeitskalen begonnen. So wurden im QUANTUS-Projektkontext drei Höhenforschungsraketen-Missionen (MAIUS) geplant, bei denen eine Mikrogravitationsdauer von je sechs Minuten erreicht wird. Die erste davon wurde im Januar 2017 durchgeführt, die anderen beiden folgen in den darauffolgenden Jahren. Mit CAL [24, 25] soll unter Führung des Jet Propulsion Laboratory bereits 2018¹ eine Zwei-Spezies-Apparatur auf der ISS installiert werden. Langfristiges Ziel bleibt aber auf Grund der höheren Mikrogravitationsqualität eine Satellitenmission vergleichbar zum vorgeschlagenen STE-QUEST [26].

¹Zum Zeitpunkt des Schreibens dieser Arbeit wird Anfang 2018 als Starttermin genannt [25].

7. Zusammenfassung und Ausblick

Die genannten Schritte sind wieder mit technologischen Herausforderungen verbunden. Ein zentraler Punkt ist dabei weiterhin die Miniaturisierung der Apparaturen. Beim Lasersystem ließe sich eine Verkleinerung und Vereinfachung zum einen durch die Festlegung auf eine oder wenige experimentelle Sequenzen im Vorfeld erreichen, da so Strahlengänge und Komponenten ggf. eingespart werden könnten. Zum anderen erlaubt auch im Lasersystem die Verkleinerung von Subsystemen eine Verkleinerung des Gesamtsystems.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Lasermodulen ließe sich der Abstand der Einzelkomponenten reduzieren und die optischen Bank entsprechend kürzen. Größeres „Einsparpotential“ liegt jedoch in der Integration von vormals externen Komponenten in das Lasermodul. So enthalten die Nachfolgenerationen beispielsweise eine Faserkopplung bereits auf der optischen Bank (Abb. 7.2). Angemerkt sei an dieser Stelle, dass noch immer keine Mikroisolatoren für optische Leistungen im Watt-Bereich verfügbar sind. Der Platzbedarf für einen makroskopischen Isolator wird also nur in bzw. hinter die Faser verschoben. Weitere Entwicklungen in diesem Bereich sind somit notwendig.

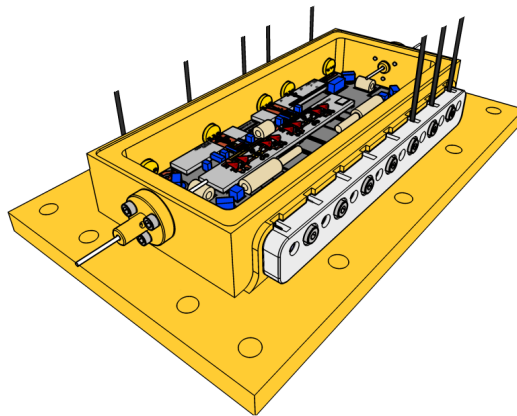


Abbildung 7.2.: Im Projekt MILAS geplantes Lasermodul im hermetischen Gehäuse mit Faserkopplung

Sowohl bei der aktuell genutzten Mikrogravitationsumgebung, dem Fallturm, als auch bei den Einsätzen auf Höhenforschungsraketen und Satelliten befindet sich die Apparatur im Vakuum, was eine Kapselung erforderlich macht. Hier könnte eine Reduzierung der Kapselung auf kritische Komponenten Masse und Volumen sparen. In diesem Sinn wurde für die zweite Nachfolgeneration der Lasermodule [151] bereits ein hermetisch versiegeltes Gehäuse geplant (Abb. 7.2).

Mit der auf dem Weg zum UFF-Test erforderlichen Steigerung der Genauigkeit der Atominterferometer gewinnt auch die genaue Kenntnis der spektralen Eigenschaften der darin genutzten Laser an Bedeutung. In diesem Zusammenhang bieten sich auch Weiterentwicklungen bei der Frequenzrauschkessung an. So könnte der vorgestellte Algorithmus erweitert werden, um problematische Frequenzdrifts in den Messdaten zu eliminieren. Diese könnten z.B. über eine intermediäre Auswertung der IQ-Daten auf einer längeren als der angestrebten Zeitskala erkannt und dann vor der Auswertung auf der gewünschten Zeitskala aus dem Phasenverlauf herausgerechnet werden.

A. Mathematische Hilfsmittel

A.1. Umformungen

A.1.1. Zusammenhang Frequenz- und Phasenrauschen

Die Frequenzfluktuation $\nu(t)$ ist gegeben durch $\nu(t) = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi}$. Betrachtet man nun die Fouriertransformierte von der Frequenzfluktuation, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{\nu(t)\}(f) &= \frac{1}{2\pi} \mathcal{F} \left\{ \frac{d\nu(t)}{dt} \right\} (f) \\ &= \frac{1}{2\pi} \mathcal{F} \left\{ \frac{d}{dt} \mathcal{F}^{-1} \left[\mathcal{F}\{\varphi(t)\}(\tilde{f}) \right] (t) \right\} (f) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}\{\varphi(t)\}(\tilde{f}) e^{2\pi i \tilde{f} t} d\tilde{f} \right\} e^{-2\pi i f t} dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi i \tilde{f} \mathcal{F}\{\varphi(t)\}(\tilde{f}) e^{2\pi i \tilde{f} t} d\tilde{f} \right\} e^{-2\pi i f t} dt \\ &= i \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f} \mathcal{F}\{\varphi(t)\}(\tilde{f}) e^{2\pi i (\tilde{f} - f) t} d\tilde{f} \right\} dt \\ &= i \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f} \mathcal{F}\{\varphi(t)\}(\tilde{f}) \delta(\tilde{f} - f) d\tilde{f} \\ &= i f \mathcal{F}\{\varphi(t)\}(f) .\end{aligned}\tag{A.1}$$

Somit gilt für die PSD der Frequenzfluktuation:

$$\begin{aligned}S_{\nu}(f) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E[|\mathcal{F}\{\nu_T\}(f)|^2]}{T} \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E[|i f \mathcal{F}\{\varphi_T\}(f)|^2]}{T} \\ &= f^2 \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E[|\mathcal{F}\{\varphi_T\}(f)|^2]}{T} \\ &= f^2 \cdot S_{\varphi}(f) .\end{aligned}\tag{A.2}$$

A.1.2. PSD eines elektrischen Feldes mit weißem Frequenzrauschen

Die Autokorrelationsfunktion $R_{E,E}(\tau)$ eines elektrischen Feldes $E(t)$ (5.1) ist bei vernachlässigbarem $\epsilon(t)$ in Anlehnung an [125] gegeben durch

$$R_{E,E}(\tau) = \frac{E_0^2}{2} \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau) \cdot \exp \left\{ -2 \int_{-\infty}^{\infty} S_{\varphi}(f) \sin^2(\pi f\tau) df \right\}. \quad (\text{A.3})$$

Gemäß Wiener-Khintchine-Theorem [128, 129] lässt sich die PSD eines elektrischen Feldes durch Fouriertransformation seiner Autokorrelationsfunktion berechnen:

$$\begin{aligned} S_E(f) &= \mathcal{F}[R_{E,E}(\tau)] \\ &= \frac{E_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f\tau} \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau) \cdot \exp \left\{ -2 \int_{-\infty}^{\infty} S_{\varphi}(f) \sin^2(\pi f\tau) df \right\} d\tau. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Wird nun ein elektrisches Feld \tilde{E} mit weißem Frequenzrauschen $S_{\tilde{\nu}}(f) = k/2$, also einem Phasenrauschen der Form $S_{\tilde{\varphi}}(f) = k/(2f^2)$, angenommen¹, so lassen sich die Integration in (A.4) analytisch ausführen:

$$\begin{aligned} S_{\tilde{E}}(f) &= \mathcal{F}[R_{\tilde{E},\tilde{E}}(\tau)] \\ &= \frac{\tilde{E}_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f\tau} \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau) \cdot \exp \left\{ - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k \sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df \right\} d\tau \\ &= \frac{\tilde{E}_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i f\tau} \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau) \cdot \exp \left\{ -k\pi^2 |\tau| \right\} d\tau \\ &= \frac{\tilde{E}_0^2}{8} \left\{ \frac{k}{(f - \nu_0)^2 + (\frac{k\pi}{2})^2} + \frac{k}{(f + \nu_0)^2 + (\frac{k\pi}{2})^2} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

und es ergibt sich ein doppelt Lorentz-förmiges $S_{\tilde{E}}(f)$ mit einem Maximum bei $f = \nu_0$ und einem bei $f = -\nu_0$. Bei hinreichend großem ν_0 hat jedes der Maxima eine Halbwertsbreite von $k\pi$.

A.2. Endliche Messzeit mit diskreten Punkten

Ausgangspunkt der nachfolgenden Formulierungen ist eine Größe, die über einen Zeitraum T zu M Zeitpunkten t_m mit Abstand Δt gemessen wird, wobei $M = \frac{T}{\Delta t}$ gilt. Zur Vereinfachung wird o.B.d.A. angenommen, dass diese M ungerade ist und die Zeitpunkte symmetrisch um Null liegen:

$$A_T(t_m) \quad \text{mit } t_m = m \cdot \Delta t \text{ und } m \in \left\{ -\frac{M-1}{2}, \dots, -1, 0, 1, \dots, \frac{M-1}{2} \right\}. \quad (\text{A.6})$$

¹Die Parameter wurde so gewählt, um einen einfachen Vergleich mit $S_{\tilde{\nu}}^{\text{1-seitig}}(f) = k$ zu erlauben.

Fouriertransformation

$$\begin{aligned}\tilde{A}_T(f_n) &= \Delta t \cdot \sum_{t_m} A_T(t_m) \cdot \exp(-2\pi i t_m f_n) \text{ mit } f_n = \frac{n}{T} \text{ und } n \in \left\{ -\frac{M-1}{2}, \dots, 0, \dots, \frac{M-1}{2} \right\} \\ A_T(t_m) &= \frac{1}{T} \cdot \sum_{f_n} \tilde{A}_T(f_n) \cdot \exp(2\pi i t_m f_n)\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

Spektrale Leistungsdichte (PSD) → Periodogramm

Steht nur eine endliche Messzeit zur Verfügung, so kann das nachfolgend definierte Periodogramm als Schätzer für die PSD genutzt werden:

$$S_{A_T, A_T}(f_n) = \frac{|\tilde{A}_T(f_n)|^2}{T}.$$
(A.8)

A.3. Reihenentwicklungen

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{\Phi_{\text{drift}}^{\text{Hann}}\}(f_n) &= \frac{\pi \Delta t^2 r_{\text{drift}} T e^{2i\pi \Delta t f_n} \left(-1 + e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}}\right)^2}{(-1 + e^{2i\pi \Delta t f_n})^2 \left(e^{2i\pi \Delta t f_n} - e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}}\right)^2 \left(-1 + e^{\frac{2i\pi \Delta t(f_n T + 1)}{T}}\right)^2} \\ &\cdot \left\{ -2e^{4i\pi \Delta t f_n} + 2e^{\frac{2i\pi \Delta t(f_n T + 1)}{T}} - 2e^{\frac{4i\pi \Delta t(f_n T + 1)}{T}} - 2e^{\frac{2i\pi \Delta t(2\pi f_n T + \pi)}{T}} \right. \\ &\quad \left. + 2e^{\frac{2i\pi \Delta t(3\pi f_n T + \pi)}{T}} + e^{\frac{2i\pi \Delta t(4\pi f_n T + \pi)}{T}} + e^{\frac{2i\pi \Delta t}{T}} \right\} \\ &\stackrel{\frac{\Delta t}{T} = b}{=} \frac{\pi b^2 r_{\text{drift}} T^3 e^{2i\pi f_n b T} \left(-1 + e^{2i\pi b}\right)^2}{(-1 + e^{2i\pi f_n b T})^2 (e^{2i\pi f_n b T} - e^{2i\pi b})^2 (-1 + e^{2i\pi b(f_n T + 1)})^2} \\ &\cdot \left\{ -2e^{4i\pi f_n b T} + 2e^{2i\pi b(f_n T + 1)} - 2e^{4i\pi b(f_n T + 1)} - 2e^{2i\pi b(2\pi f_n T + \pi)} \right. \\ &\quad \left. + 2e^{2i\pi b(3\pi f_n T + \pi)} + e^{2i\pi b(4\pi f_n T + \pi)} + e^{2i\pi b} \right\} \\ &\stackrel{\text{um } b=0}{=} \frac{r_{\text{drift}} T (1 - 3f_n^2 T^2)}{2\pi f_n^2 (f_n^2 T^2 - 1)^2} - \frac{\pi^3 r_{\text{drift}} T^3}{30} \cdot b^4 + \mathcal{O}(b)^5 \\ &\stackrel{b \ll 1}{\approx} \frac{r_{\text{drift}} T (1 - 3f_n^2 T^2)}{2\pi f_n^2 (f_n^2 T^2 - 1)^2}\end{aligned}\quad (\text{A.9})$$

B. Zusätzliche Daten

B.1. Vibrationstests

Frequenzbereich	Test 1
20 - 400 Hz	0,0045 g^2/Hz
400 - 600 Hz	0,0675 g^2/Hz
600 - 1300 Hz	0,0045 g^2/Hz
1300 - 2000 Hz	0,0675 g^2/Hz
Gesamt	8,1 g_{RMS}

(a)

Frequenzbereich	Test 2
20 Hz	0,11 g^2/Hz
20 - 50 Hz	6,0 dB/oct
50 - 300 Hz	0,70 g^2/Hz
300 - 500 Hz	-7,4 dB/oct
500 - 1000 Hz	0,20 g^2/Hz
1000 - 2000 Hz	-6,0 dB/oct
2000 Hz	0,05 g^2/Hz
Gesamt	21,4 g_{RMS}

(b)

Tabelle B.1.: Belastungsprofile der Vibrationstests

Literaturverzeichnis

- [1] G. GALILEI und A. OETTINGEN (ÜBERS. / HRSG.). *Unterredungen und mathematische Demonstrationen über zwei neue Wissenszweige, die Mechanik und die Fallgesetze betreffend - erster und zweiter Tag*. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Band 11. W. Engelmann (1638 / 1890).
- [2] I. NEWTON und J. P. WOLFERS (ÜBERS. / HRSG.). *Sir Isaac Newton's Mathematische Principien der Naturlehre*. R. Oppenheim (1726 / 1872).
- [3] F. W. BESSEL. Versuche über die Kraft, mit welcher die Erde Körper von verschiedener Beschaffenheit anzieht. *Astronomische Nachrichten*, 10(7):97–108 (1833).
- [4] R. v. EÖTVÖS, D. PEKÁR und E. FEKETE. Beiträge zum Gesetze der Proportionalität von Trägheit und Gravität. *Annalen der Physik*, 373(9):11–66 (1922).
- [5] D. SCHLIPPERT, J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA, W. P. SCHLEICH, W. ERTMER und E. M. RASEL. Quantum Test of the Universality of Free Fall. *Physical Review Letters*, 112:203002 (2014).
- [6] S. SCHLAMMINGER, K.-Y. CHOI, T. A. WAGNER, J. H. GUNDLACH und E. G. ADELBERGER. Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance. *Physical Review Letters*, 100:041101 (2008).
- [7] J. G. WILLIAMS, S. G. TURYSHEV und D. H. BOGGS. Lunar laser ranging tests of the equivalence principle. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18):184004 (2012).
- [8] O. CARNAL und J. MLYNEK. Youngs Double-slit Experiment With Atoms - A Simple Atom Interferometer. *Physical Review Letters*, 66(21):2689–2692 (1991).
- [9] D. W. KEITH, C. R. EKSTROM, Q. A. TURCHETTE und D. E. PRITCHARD. An Interferometer For Atoms. *Physical Review Letters*, 66(21):2693–2696 (1991).
- [10] M. KASEVICH und S. CHU. Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions. *Physical Review Letters*, 67(2):181–184 (1991).
- [11] A. PETERS, K. Y. CHUNG und S. CHU. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1):25–61 (2001).
- [12] L. DE BROGLIE. *Recherches sur la théorie des quanta*. Dissertation, Migration-université en cours d'affectation (1924).

LITERATURVERZEICHNIS

- [13] C. J. BORDÉ. Atomic interferometry with internal state labeling. *Physics Letters A*, 140(1-2):10–12 (1989).
- [14] A. PETERS, K. Y. CHUNG und S. CHU. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400(6747):849–852 (1999).
- [15] A. BONNIN, N. ZAHZAM, Y. BIDEL und A. BRESSON. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. *Physical Review A*, 88:043615 (2013).
- [16] S. FRAY, C. A. DIEZ, T. W. HANSCH und M. WEITZ. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. *Physical Review Letters*, 93(24):240404 (2004).
- [17] M. G. TARALLO, T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG und G. M. TINO. Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms: Search for Spin-Gravity Coupling Effects. *Physical Review Letters*, 113(2):023005 (2014).
- [18] L. ZHOU, S. T. LONG, B. TANG, X. CHEN, F. GAO, W. C. PENG, W. T. DUAN, J. Q. ZHONG, Z. Y. XIONG, J. WANG, Y. Z. ZHANG und M. S. ZHAN. Test of Equivalence Principle at 10^{-8} Level by a Dual-Species Double-Diffraction Raman Atom Interferometer. *Physical Review Letters*, 115(1):013004 (2015).
- [19] L. ZHOU, Z. Y. XIONG, W. YANG, B. TANG, W. C. PENG, K. HAO, R. B. LI, M. LIU, J. WANG und M. S. ZHAN. Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement. *General Relativity and Gravitation*, 43(7):1931–1942 (2011).
- [20] S. M. DICKERSON, J. M. HOGAN, A. SUGARBAKER, D. M. S. JOHNSON und M. A. KASEVICH. Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry. *Physical Review Letters*, 111(8):083001 (2013).
- [21] J. HARTWIG, S. ABEND, C. SCHUBERT, D. SCHLIPPERT, H. AHLERS, K. POSSO-TRUJILLO, N. GAALOUL, W. ERTMER und E. M. RASEL. Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer. *New Journal of Physics*, 17:035011 (2015).
- [22] G. STERN, B. BATTELIER, R. GEIGER, G. VAROQUAUX, A. VILLING, F. MORON, O. CARRAZ, N. ZAHZAM, Y. BIDEL, W. CHAIBI, F. P. DOS SANTOS, A. BRESSON, A. LANDRAGIN und P. BOUYER. Light-pulse atom interferometry in microgravity. *European Physical Journal D*, 53(3):353–357 (2009).
- [23] R. GEIGER, V. MENORET, G. STERN, N. ZAHZAM, P. CHEINET, B. BATTELIER, A. VILLING, F. MORON, M. LOURS, Y. BIDEL, A. BRESSON, A. LANDRAGIN und P. BOUYER. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2:474 (2011).

- [24] M. SORIANO, D. AVELINE, M. MCKEE, K. VIRKLER, C. YAMAMOTO und A. SENGUPTA. Cold Atom Laboratory Mission System Design. *2014 IEEE Aerospace Conference*, page IEEE (2014).
- [25] A. CHO. Trapped in orbit. *Science*, 357(6355):986–989 (2017).
- [26] D. N. AGUILERA, H. AHLERS, B. BATTELIER, A. BAWAMIA, A. BERTOLDI, R. BONDARESCU, K. BONGS, P. BOUYER, C. BRAXMAIER, L. CACCIAPUOTI, C. CHALONER, M. CHWALLA, C. BRAXMAIER, L. CACCIAPUOTI, C. CHALONER, M. CHWALLA, W. ERTMER, M. FRANZ, N. GAALLOUL, M. GEHLER, D. GERARDI, L. GESA, N. GURLEBECK, J. HARTWIG, M. HAUTH, O. HELLMIG, W. HERR, S. HERRMANN, A. HESKE, A. HINTON, P. IRELAND, P. JETZER, U. JOHANN, M. KRUTZIK, A. KUBELKA, C. LAMMERZAHN, A. LANDRAGIN, I. LLORO, D. MASSONNET, I. MATEOS, A. MILKE, M. NOFRARIAS, M. OSWALD, A. PETERS, K. POSSO-TRUJILLO, E. RASEL, E. ROCCO, A. ROURA, J. RUDOLPH, W. SCHLEICH, C. SCHUBERT, T. SCHULDT, S. SEIDEL, K. SENGSTOCK, C. F. SOPUERTA, F. SORRENTINO, D. SUMMERS, G. M. TINO, C. TRENKEL, N. UZUNOGLU, W. VON KLITZING, R. WALSER, T. WENDRICH, A. WENZLAWSKI, P. WESSELS, A. WICHT, E. WILLE, M. WILLIAMS, P. WINDPASSINGER und N. ZAHZAM. STE-QUEST-test of the universality of free fall using cold atom interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31(11):115010 (2014).
- [27] D. A. STECK. Rubidium 87 D Line Data (revision 2.1.4, 23 December 2010). Technical report, Theoretical Division (T-8), MS B285 Los Alamos National Laboratory Los Alamos, NM 87545 (2010).
- [28] J. FILS, F. LEDUC, P. BOUYER, D. HOLLEVILLE, N. DIMARCQ, A. CLAIRON und A. LANDRAGIN. Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope. *European Physical Journal D*, 36(3):257–260 (2005).
- [29] V. SCHKOLNIK, B. LEYKAUF, M. HAUTH, C. FREIER und A. PETERS. The effect of wavefront aberrations in atom interferometry. *Applied Physics B*, 120(2):311–316 (2015).
- [30] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTEWS, C. E. WIEMAN und E. A. CORNELL. Observation Of Bose-Einstein Condensation In A Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221):198–201 (1995).
- [31] K. B. DAVIS, M. O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN und W. KETTERLE. Bose-Einstein Condensation In A Gas Of Sodium Atoms. *Physical Review Letters*, 75(22):3969–3973 (1995).
- [32] E. CORNELL. Very cold indeed: The nanokelvin physics of Bose-Einstein condensation. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 101(4):419–434 (1996).
- [33] T. VAN ZOEST, N. GAALLOUL, Y. SINGH, H. AHLERS, W. HERR, S. T. SEIDEL, W. ERTMER, E. RASEL, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, A. VOGEL, K. SENGSTOCK, K. BONGS, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK,

- M. SCHIEMANGK, T. SCHULDT, A. PETERS, T. KOENEMANN, H. MUENTINGA, C. LAEMMERZAHN, H. DITTUS, T. STEINMETZ, T. W. HAENSCH und J. REICHEL. Bose-Einstein Condensation in Microgravity. *Science*, 328(5985):1540–1543 (2010).
- [34] H. MUNTINGA, H. AHLERS, M. KRUTZIK, A. WENZLAWSKI, S. ARNOLD, D. BECKER, K. BONGS, H. DITTUS, H. DUNCKER, N. GAALLOUL, C. GHERASIM, E. GIESE, C. GRZESCHIK, T. W. HANSCH, O. HELLMIG, W. HERR, S. HERRMANN, E. KAJARI, S. KLEINERT, C. LAMMERZAHN, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, J. MALCOLM, N. MEYER, R. NOLTE, A. PETERS, M. POPP, J. REICHEL, A. ROURA, J. RUDOLPH, M. SCHIEMANGK, M. SCHNEIDER, S. T. SEIDEL, K. SENGSTOCK, V. TAMMA, T. VALENZUELA, A. VOGEL, R. WALSER, T. WENDRICH, P. WINDPASSINGER, W. ZELLER, T. VAN ZOEST, W. ERTMER, W. P. SCHLEICH und E. M. RASEL. Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9):093602 (2013).
- [35] J. RUDOLPH, N. GAALLOUL, Y. SINGH, H. AHLERS, W. HERR, T. A. SCHULZE, S. T. SEIDEL, C. RODE, V. SCHKOLNIK, W. ERTMER, E. M. RASEL, H. MUENTINGA, T. KOENEMANN, A. RESCH, S. HERRMANN, C. LAEMMERZAHN, T. VAN ZOEST, H. DITTUS, A. VOGEL, A. WENZLAWSKI, K. SENGSTOCK, N. MEYER, K. BONGS, M. KRUTZIK, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, A. PETERS, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, T. STEINMETZ, T. W. HAENSCH und J. REICHEL. Degenerate Quantum Gases in Microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 23(3):287–292 (2011).
- [36] T. KONEMANN, W. BRINKMANN, E. GOKLU, C. LAMMERZAHN, H. DITTUS, T. VAN ZOEST, E. M. RASEL, W. ERTMER, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, A. PETERS, A. VOGEL, G. JOHANNSEN, S. WILDFANG, K. BONGS, K. SENGSTOCK, E. KAJARI, G. NANDI, R. WALSER und W. P. SCHLEICH. A freely falling magneto-optical trap drop tower experiment. *Applied Physics B*, 89(4):431–438 (2007).
- [37] K. BONGS, W. BRINKMANN, H. DITTUS, W. ERTMER, E. GOKLU, G. JOHANNSEN, E. KAJAR, T. KONEMANN, C. LAMMERZAHN, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, G. NANDI, A. PETERS, E. M. RASEL, W. P. SCHLEICH, M. SCHIEMANGK, K. SENGSTOCK, A. VOGEL, R. WALSER, S. WILDFANG und T. VAN ZOEST. Realization of a magneto-optical trap in microgravity. *Journal of Modern Optics*, 54(16-17):2513–2522 (2007).
- [38] Drop Tower Operation and Service Company ZARM FABmbH. *ZARM Drop Tower Bremen User Manual* (2012).
- [39] A. VOGEL, M. SCHMIDT, K. SENGSTOCK, K. BONGS, W. LEWOCZKO, T. SCHULDT, A. PETERS, T. VAN ZOEST, W. ERTMER, E. RASEL, T. STEINMETZ, J. REICHEL, T. KONEMANN, W. BRINKMANN, E. GOKLU, C. LAEMMERZAHN, H. J. DITTUS, G. NANDI, W. P. SCHLEICH und R. WALSER. Bose-Einstein condensates in microgravity. *Applied Physics B*, 84(4):663–671 (2006).
- [40] W. LEWOCZKO-ADAMCZYK. *Bose-Einstein Condensation in Microgravity – Trapping of dilute quantum-degenerate gases in ultra-shallow magnetic traps under microgravity conditions*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin (2007).

- [41] J. REICHEL, W. HANSELL und T. W. HANSCH. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Physical Review Letters*, 83(17):3398–3401 (1999).
- [42] J. C. CAMPARO und R. P. FRUEHOLZ. A Dressed Atom Interpretation of Adiabatic Rapid Passage. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 17(20):4169–4178 (1984).
- [43] H. AMMANN und N. CHRISTENSEN. Delta kick cooling: A new method for cooling atoms. *Physical Review Letters*, 78(11):2088–2091 (1997).
- [44] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, J. P. GORDON und L. W. HOLLBERG. Proposal For Optically Cooling Atoms To Temperatures of the Order of 10^{-6} K. *Optics Letters*, 11(2):73–75 (1986).
- [45] M. MORINAGA, I. BOUCHOULE, J. C. KARAM und C. SALOMON. Manipulation of motional quantum states of neutral atoms. *Physical Review Letters*, 83(20):4037–4040 (1999).
- [46] A. D. CRONIN, J. SCHMIEDMAYER und D. E. PRITCHARD. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, 81(3):1051–1129 (2009).
- [47] P. A. ALTIN, M. T. JOHNSON, V. NEGNEVITSKY, G. R. DENNIS, R. P. ANDERSON, J. E. DEBS, S. S. SZIGETI, K. S. HARDMAN, S. BENNETTS, G. D. McDONALD, L. D. TURNER, J. D. CLOSE und N. P. ROBINS. Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction. *New Journal of Physics*, 15:023009 (2013).
- [48] W. HERR. *Eine kompakte Quelle quantenentarteter Gase hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit*. Dissertation, Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover (2013).
- [49] J. RUDOLPH, W. HERR, C. GRZESCHIK, T. STERNKE, A. GROTE, M. POPP, D. BECKER, H. MÜNTINGA, H. AHLERS, A. PETERS, C. LÄMMERZAHN, K. SENGSTOCK, N. GAALLOUL, W. ERTMER und E. M. RASEL. A high-flux BEC source for mobile atom interferometers. *New Journal of Physics*, 17(6):065001 (2015).
- [50] T. KÖNEMANN. *Konzeption, Entwicklung und Umsetzung von atomoptischen Fallturmexperimenten für den Einsatz unter Schwerelosigkeit am Fallturm Bremen*. Dissertation, Fachbereich Produktionstechnik - Maschinenbau & Verfahrenstechnik - der Universität Bremen (2010).
- [51] T. WENDRICH, E. RASEL und W. ERTMER. Neuartige Diodenlasersysteme für Präzisionsexperimente unter Schwerelosigkeit (LasUS), Teilprojekt: Neuartige Frequenzstabilisierungen : Schlussbericht (2013).
- [52] H. J. METCALF und P. VAN DER STRATEN. *Laser cooling and trapping*. Springer (1999).
- [53] T. G. TIECKE. Properties of Potassium. Technical Report v1.0, van der Waals-Zeeman institute, University of Amsterdam (2010).

LITERATURVERZEICHNIS

- [54] C. FORT, A. BAMBINI, L. CACCIAPUOTI, F. S. CATALIOTTI, M. PREVEDELLI, G. M. TINO und M. INGUSCIO. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *European Physical Journal D*, 3(2):113–118 (1998).
- [55] M. LANDINI, S. ROY, L. CARCAGNI, D. TRYPOGEORGOS, M. FATTORI, M. INGUSCIO und G. MODUGNO. Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms. *Physical Review A*, 84(4):043432 (2011).
- [56] Y. C. CHEN, W. B. LIN, H. C. HSUE, L. HSU und I. A. YU. Effect of the trapping laser linewidth on the atom number in a magneto-optical trap. *Chinese Journal of Physics*, 38(5):920–926 (2000).
- [57] V. GOKHROO, G. RAJALAKSHMI, R. K. EASWARAN und C. S. UNNIKRISHNAN. Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D(+)-3D MOT set-up. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11):115307 (2011).
- [58] P. MEYSTRE. *Atom Optics*. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. Springer-Verlag New York (2001).
- [59] H. MULLER, S. W. CHIEW, S. HERRMANN und S. CHU. Atom Interferometers with Scalable Enclosed Area. *Physical Review Letters*, 102(24):240403 (2009).
- [60] S. W. CHIEW, T. KOVACHY, H. C. CHIEN und M. A. KASEVICH. 102(h)over-bark Large Area Atom Interferometers. *Physical Review Letters*, 107(13):130403 (2011).
- [61] K. KOTRU, D. L. BUTTS, J. M. KINAST und R. E. STONER. Large-Area Atom Interferometry with Frequency-Swept Raman Adiabatic Passage. *Physical Review Letters*, 115(10):103001 (2015).
- [62] Y. TORII, Y. SUZUKI, M. KOZUMA, T. SUGIURA, T. KUGA, L. DENG und E. W. HAGLEY. Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate. *Physical Review A*, 61(4):041602 (2000).
- [63] M. HAUTH. *A mobile, high-precision atom-interferometer and its application to gravity observations*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin (2015).
- [64] H. L. STOVER und W. H. STEIER. Locking Of Laser Oscillators By Light Injection - (Optical Coupling - Dy Barium Phosphate Glass Isolator - E). *Applied Physics Letters*, 8(4):91–93 (1966).
- [65] K. SZYMANIEC, S. GHEZALI, L. COGNET und A. CLAIRON. Injection locking of diode lasers to frequency modulated source. *Optics Communications*, 144(1-3):50–54 (1997).
- [66] J. LE GOUET, P. CHEINET, J. KIM, D. HOLLEVILLE, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN und F. P. DOS SANTOS. Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers. *European Physical Journal D*, 44(3):419–425 (2007).

- [67] T. PETELSKI. *Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements*. Dissertation, European Laboratory for Non-linear Spectroscopy (2005).
- [68] D. SCHLIPPERT. *Quantum Test of the Universality of Free Fall*. Dissertation, QUEST-Leibniz-Forschungsschule der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover (2014).
- [69] M. KASEVICH, D. S. WEISS, E. RIIS, K. MOLER, S. KASAPI und S. CHU. Atomic Velocity Selection Using Stimulated Raman Transitions. *Physical Review Letters*, 66(18):2297–2300 (1991).
- [70] K. MOLER, D. S. WEISS, M. KASEVICH und S. CHU. Theoretical-analysis of Velocity-selective Raman Transitions. *Physical Review A*, 45(1):342–348 (1992).
- [71] A. SUGARBAKER. *Atom interferometry in a 10 m fountain*. Dissertation, The department of physics of Stanford University (2014).
- [72] D. S. WEISS, B. C. YOUNG und S. CHU. Precision-measurement of \hbar/m_{Cs} based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. *Applied Physics B*, 59(3):217–256 (1994).
- [73] G. REINAUDI, T. LAHAYE, Z. WANG und D. GUÉRY-ODELIN. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Optics Letters*, 32(21):3143–3145 (2007).
- [74] A. STAMMINGER, J. ETTL, J. GROSSE, M. HÖRSCHGEN-EGGERS, W. JUNG, A. KALLENBACH, G. RAITH, W. SAEDTLER, S. SEIDEL, J. TURNER und M. WITTKAMP. MAIUS-1 - Vehicle, Subsystems Design and Mission Operations. In *22nd ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, volume SP-730, pages 183–190. ESA Communications (2015).
- [75] A.-L. GEYSSEL. *Realisierung eines katapulttauglichen Ramanlasersystems für Atominterferometrie mit Kalium unter Schwerelosigkeit*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (2011).
- [76] C. GRZESCHIK. *Aufbau eines Rubidium-Ramanlasersystems für Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (2010).
- [77] D. A. STECK. Rubidium 85 D Line Data (revision 2.1.6, 20 September 2013). Technical report, Department of Physics 1274 University of Oregon (2013).
- [78] M. SCHMIDT, M. PREVEDELLI, A. GIORGINI, G. M. TINO und A. PETERS. A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments. *Applied Physics B*, 102(1):11–18 (2011).
- [79] K. LAMPMANN. *Charakterisierung der mechanischen Stabilität optischer Komponenten für weltraumtaugliche Lasersysteme*. Bachelorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (2010).
- [80] K. LAMPMANN. *Design, Aufbau und Test von Schlüsselkomponenten eines Lasersystems für Experimente mit Quantengasen auf einer Forschungsrakete*. Masterarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (2012).

LITERATURVERZEICHNIS

- [81] G. C. BJORKLUND. Frequency-Modulation Spectroscopy - New Method For Measuring Weak Absorptions And Dispersions. *Optics Letters*, 5(1):15–17 (1980).
- [82] M. SCHIEMANGK, K. LAMPMANN, A. DINKELAKER, A. KOHFELDT, M. KRUTZIK, C. KÜRBIS, A. SAHM, S. SPIESSBERGER, A. WICHT, G. ERBERT, G. TRÄNKLE und A. PETERS. High-power, micro-integrated diode laser modules at 767 and 780 nm for portable quantum gas experiments. *Applied Optics*, 54(17):5332–5338 (2015).
- [83] C. E. WIEMAN und L. HOLLBERG. Using Diode-Lasers For Atomic Physics. *Review Of Scientific Instruments*, 62(1):1–20 (1991).
- [84] G. ERBERT, A. BÄRWOLFF, J. SEBASTIAN und J. TOMM. High-Power Broad-Area Diode Lasers and Laser Bars. In R. DIEHL, editor, *Topics in Applied Physics*, volume 78, pages 173–223. Springer Berlin Heidelberg (2000).
- [85] M. WEYERS, A. BHATTACHARYA, F. BUGGE und A. KNAUER. Epitaxy of High-Power Diode Laser Structures. In R. DIEHL, editor, *Topics in Applied Physics*, volume 78, pages 83–120. Springer Berlin Heidelberg (2000).
- [86] F. BACHMANN, P. LOOSEN und R. POPRAWA, editors. *High Power Diode Lasers: Technology and Applications*. Springer New York, New York, NY (2007).
- [87] S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, H. WENZEL, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Micro-integrated 1 Watt semiconductor laser system with a linewidth of 3.6 kHz. *Optics Express*, 19(8):7077–7083 (2011).
- [88] A. CHAMPAGNE, J. CAMEL, R. MACIEJKO, K. KASUNIC, D. ADAMS und B. TROMBORG. Linewidth broadening in a distributed feedback laser integrated with a semiconductor optical amplifier. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 38(11):1493–1502 (2002).
- [89] P. UNGER. Introduction to Power Diode Lasers. In R. DIEHL, editor, *Topics in Applied Physics*, volume 78, pages 173–223. Springer Berlin Heidelberg (2000).
- [90] M. W. FLEMING und A. MOORADIAN. Spectral Characteristics of External-cavity Controlled Semiconductor-lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(1):44–59 (1981).
- [91] S. D. SALIBA und R. E. SCHOLTEN. Linewidths below 100 kHz with external cavity diode lasers. *Applied Optics*, 48(36):6961–6966 (2009).
- [92] M. G. LITTMAN und H. J. METCALF. Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. *Applied Optics*, 17(14):2224–2227 (1978).
- [93] X. BAILLARD, A. GAUGUET, S. BIZE, P. LEMONDE, P. LAURENT, A. CLAIRON und P. ROSENBUSCH. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2):609–613 (2006).

- [94] M. GILOWSKI, C. SCHUBERT, M. ZAISER, W. HERR, T. WUBBENA, T. WENDRICH, T. MULLER, E. M. RASEL und W. ERTMER. Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. *Optics Communications*, 280(2):443–447 (2007).
- [95] C. J. HAWTHORN, K. P. WEBER und R. E. SCHOLTEN. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. *Review of Scientific Instruments*, 72(12):4477–4479 (2001).
- [96] E. LUVSANDAMDIN, C. KÜRBIS, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Micro-integrated extended cavity diode lasers for precision potassium spectroscopy in space. *Optics Express*, 22(7):7790–7798 (2014).
- [97] S. RAUCH und J. SACHER. Compact Bragg Grating Stabilized Ridge Waveguide Laser Module With a Power of 380 mW at 780 nm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(16):1737–1740 (2015).
- [98] W. H. BRAGG. Bakerian Lecture: X-Rays and Crystal Structure. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 215:253–274 (1915).
- [99] J. FRICKE, H. WENZEL, M. MATAALLA, A. KLEHR und G. ERBERT. 980-nm DBR lasers using higher order gratings defined by i-line lithography. *Semiconductor Science and Technology*, 20(11):1149–1152 (2005).
- [100] S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, H. WENZEL, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. DBR laser diodes emitting near 1064 nm with a narrow intrinsic linewidth of 2 kHz. *Applied Physics B*, 104(4):813–818 (2011).
- [101] B. SUMPFF, J. FRICKE, M. MAIWALD, A. MUELLER, P. RESSEL, F. BUGGE, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Wavelength stabilized 785 nm DBR-ridge waveguide lasers with an output power of up to 215 mW. *Semiconductor Science and Technology*, 29(4):045025 (2014).
- [102] J. CARROLL, J. WHITEAWAY und D. PLUMB. *Distributed feedback semiconductor lasers*. The Institution of Electrical Engineers (1998).
- [103] O. BROX, F. BUGGE, A. MOGILATENKO, E. LUVSANDAMDIN, A. WICHT, H. WENZEL und G. ERBERT. Distributed feedback lasers in the 760 to 810 nm range and epitaxial grating design. *Semiconductor Science and Technology*, 29(9):095018 (2014).
- [104] T. P. NGUYEN, M. SCHIEMANGK, S. SPIESSBERGER, H. WENZEL, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Optimization of 780 nm DFB diode lasers for high-power narrow linewidth emission. *Applied Physics B*, 108(4):767–771 (2012).
- [105] M. ZIEGLER, J. W. TOMM, U. ZEIMER und T. ELSAESSER. Imaging Catastrophic Optical Mirror Damage in High-Power Diode Lasers. *Journal of Electronic Materials*, 39(6):709–714 (2010).

LITERATURVERZEICHNIS

- [106] A. SAHM, C. FIEBIG, S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, E. LUVSANDAMDIN, K. PASCHKE, G. ERBERT und G. TRANKLE. Modular assembly of diode lasers in a compact and reliable setup for a wide range of applications. In *Electronic Components and Technology Conference (ECTC), 2012 IEEE 62nd*, pages 1852–1857 (2012).
- [107] C. FIEBIG, A. SAHM, M. UEERNICKEL, G. BLUME, B. EPPICH, K. PASCHKE und G. ERBERT. Compact second-harmonic generation laser module with 1 W optical output power at 490 nm. *Optics Express*, 17(25):22785–22790 (2009).
- [108] B. EPPICH. Optical Design of Beam Delivery and Beam Forming Systems. *Optik & Photonik*, 3(2):48–51 (2008).
- [109] Website der Gruppe Chipentwurf (Department Optoelektronik) am Ferdinand-Braun-Institut, unter: <https://www.fbh-berlin.de/forschung/photonik/departement-optoelektronik/chipentwurf> [abgerufen 08.03.2019].
- [110] T. OKOSHI, K. KIKUCHI und A. NAKAYAMA. Novel method for high-resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters*, 16(16):630–631 (1980).
- [111] C. H. HENRY. Theory of the Linewidth of Semiconductor-lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2):259–264 (1982).
- [112] P. T. NGUYEN. *Investigation of spectral characteristics of solitary diode lasers with integrated grating resonator: Untersuchungen der spektralen Eigenschaften von solitären Lasern mit integriertem Gitterresonator*. Dissertation, Technische Universität Berlin (2010).
- [113] H. WENZEL, H. J. WÜNSCHE und U. BANDELOW. Linewidth Rebroadening In Semiconductor-lasers Due To Lateral Spatial Holeburning. *Electronics Letters*, 27(25):2301–2302 (1991).
- [114] B. TROMBORG, H. OLESEN und X. PAN. Theory of Linewidth For Multielectrode Laser-diodes With Spatially Distributed Noise Sources. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(2):178–192 (1991).
- [115] K. TAKAKI, T. KISE, K. MARAYAMA, N. YAMANAKA, M. FUNABASHI und A. KASUKAWA. Reduced linewidth re-broadening by suppressing longitudinal spatial hole burning in high-power 1.55- μ m continuous-wave distributed-feedback (CW-DFB) laser diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(9):1060–1065 (2003).
- [116] X. PAN, B. TROMBORG und H. OLESEN. Linewidth Rebroadening In DFB Lasers Due To Weak Side Modes. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(2):112–114 (1991).
- [117] S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, H. WENZEL, O. BROX und G. ERBERT. Narrow Linewidth DFB Lasers Emitting Near a Wavelength of 1064 nm. *Journal of Lightwave Technology*, 28(17):2611–2616 (2010).
- [118] M. UEERNICKEL, B. EPPICH, K. PASCHKE, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Prediction of Single-Mode Fiber Coupling Efficiencies of a Tapered Diode Laser From Measured Wigner Distribution Functions. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(14):1248–1250 (2012).

- [119] K. E. A. SALEH und M. C. TEICH. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc. (1991).
- [120] A. F. PALMERIO, E. D. RODA, P. TURNER und W. JUNG. Results from the first flight of the VSB-30 sounding rocket. In B. WARMBEIN, editor, *17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, volume 590 of *ESA Special Publication*, pages 345–349 (2005).
- [121] H. AHLERS, H. MÜNTINGA, A. WENZLAWSKI, M. KRUTZIK, G. TACKMANN, S. ABEND, N. GAALOUL, E. GIESE, A. ROURA, R. KUHLE, C. LÄMMERZAHLE, A. PETERS, P. WINDPASSINGER, K. SENGSTOCK, W. P. SCHLEICH, W. ERTMER und E. M. RASEL. Double Bragg Interferometry. *Physical Review Letters*, 116(17):173601 (2016).
- [122] R. GRIMM, M. WEIDEMULLER und Y. B. OVCHINNIKOV. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic Molecular, and Optical Physics*, 42:95–170 (2000).
- [123] M. SCHIEMANGK, S. SPIESSBERGER, A. WICHT, G. ERBERT, G. TRÄNKLE und A. PETERS. Accurate frequency noise measurement of free-running lasers. *Applied Optics*, 53(30):7138–7143 (2014).
- [124] IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology - Random Instabilities (1999).
- [125] G. DI DOMENICO, S. SCHILT und P. THOMANN. Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape. *Applied Optics*, 49(25):4801–4807 (2010).
- [126] M. KOUROGI und M. OHTSU. Novel optical frequency discriminator for FM noise reduction of semiconductor lasers. *Optics Communications*, 81(3–4):204–208 (1991).
- [127] A. WILLIS, A. FERGUSON und D. KANE. Longitudinal mode noise conversion by atomic vapour. *Optics Communications*, 122(1–3):31–34 (1995).
- [128] N. WIENER. Generalized harmonic analysis. *Acta Mathematica*, 55(1):117–258 (1930).
- [129] A. KHINTCHINE. Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse. *Mathematische Annalen*, 109(1):604–615 (1934).
- [130] S. SPIESSBERGER. *Compact Semiconductor-Based Laser Sources with Narrow Linewidth and High Output Power*. Dissertation, Technische Universität Berlin (2011).
- [131] G. P. AGRAWAL und R. ROY. Effect of Injection-current Fluctuations On the Spectral Linewidth of Semiconductor-lasers. *Physical Review A*, 37(7):2495–2501 (1988).
- [132] K. SHI, R. WATTS, D. REID, T. HUYNH, C. BROWNING, P. ANANDARAJAH, F. SMYTH und L. BARRY. Dynamic Linewidth Measurement Method via an Optical Quadrature Front End. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(21):1591–1593 (2011).

LITERATURVERZEICHNIS

- [133] T. DUTHEL, G. CLARICI, C. FLUDGER, J. GEYER, C. SCHULIEN und S. WIESE. Laser Linewidth Estimation by Means of Coherent Detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 21(20):1568–1570 (2009).
- [134] M. SEIMETZ und C.-M. WEINERT. Options, Feasibility, and Availability of 2×4 90° Hybrids for Coherent Optical Systems. *Journal of Lightwave Technology*, 24(3):1317 (2006).
- [135] S.-H. JEONG und K. MORITO. Optical 90 degrees hybrid with broad operating bandwidth of 94 nm. *Optics Letters*, 34(22):3505–3507 (2009).
- [136] J. CHEN, F. JONSSON und L.-R. ZHENG. A fast and accurate phase noise measurement of free running oscillators using a single spectrum analyzer. In *NORCHIP, 2010*, pages 1–4 (2010).
- [137] P. WELCH. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15(2):70–73 (1967).
- [138] M. TRÖBS und G. HEINZEL. Improved spectrum estimation from digitized time series on a logarithmic frequency axis. *Measurement*, 39(2):120–129 (2006).
- [139] S. L. MILLER und D. CHILDERS. 10 - Power Spectral Density. In *Probability and Random Processes*, pages 369–411. Academic Press, Burlington (2004).
- [140] ROHDE&SCHWARZ. *R&S FSW I/Q Analyzer and I/Q Input Interfaces User Manual* (2014).
- [141] C. E. SHANNON. Communication in the Presence of Noise. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 37(1):10–21 (1949).
- [142] F. HARRIS. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform. *Proceedings of the IEEE*, 66(1):51–83 (1978).
- [143] R. B. BLACKMAN und J. W. TUKEY. *The measurement of power spectra*. Dover Publications, New York (1959).
- [144] N. BUCALOVIC, V. DOLGOVSKIY, C. SCHORI, P. THOMANN, G. DI DOMENICO und S. SCHILT. Experimental validation of a simple approximation to determine the linewidth of a laser from its frequency noise spectrum. *Applied Optics*, 51(20):4582–4588 (2012).
- [145] W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, C. PYRLIK, J. HÄGER, S. SCHWERTFEGER, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Ultra-narrow linewidth DFB-laser with optical feedback from a monolithic confocal Fabry-Perot cavity. *Optics Express*, 23(8):9705–9709 (2015).
- [146] H. CHRISTOPHER, E. V. KOVALCHUK, A. WICHT, G. ERBERT, G. TRÄNKLE und A. PETERS. Compact mode-locked diode laser system for high precision frequency comparisons in microgravity. In *Proceedings of the 10th International Conference on Space Optics (ICSO)* (2014).

- [147] H. CHRISTOPHER, E. V. KOVALCHUK, H. WENZEL, F. BUGGE, M. WEYERS, A. WICHT, A. PETERS und G. TRÄNKLE. Comparison of symmetric and asymmetric double quantum well extended-cavity diode lasers for broadband passive mode-locking at 780 nm. *Applied Optics*, 56(19):5566–5572 (2017).
- [148] G. BLUME, M. SCHIEMANGK, J. POHL, D. FEISE, P. RESSEL, B. SUMPFF, A. WICHT und K. PASCHKE. Narrow Linewidth of 633-nm DBR Ridge-Waveguide Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(6):550–552 (2013).
- [149] M. SCHIEMANGK. *Entwicklung ultrastabiler Lasersysteme für Experimente mit Quantengasen unter Schwerelosigkeit*. Diplom- bzw. Masterarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (2007).
- [150] A. KOHFELDT, C. KÜRBIS, E. LUVSANDAMDIN, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Compact narrow linewidth diode laser modules for precision quantum optics experiments on board of sounding rockets. In *Proc. SPIE 9900, Quantum Optics*, page 99001G (2016).
- [151] A. WICHT, A. BAWAMIA, M. KRÜGER, C. KÜRBIS, M. SCHIEMANGK, R. SMOL, A. PETERS und G. TRÄNKLE. Narrow linewidth diode laser modules for quantum optical sensor applications in the field and in space. In *Proc. SPIE 10085, Components and Packaging for Laser Systems III*, page 100850F (2017).
- [152] Cover Picture: Fortschritte der Physik 2 / 2015. *Fortschritte der Physik*, 63(2) (2015).

Abbildungsverzeichnis

2.1. BEC nach einer Sekunde „freier“ Evolution	7
2.2. Apparatur QUANTUS-2	9
2.3. Größenvergleich QUANTUS-1 und -2	10
2.4. Experimentkammer QUANTUS-2	12
3.1. Prinzipdarstellung Strahlteiler	18
3.2. Amplitude des effektiven Streuquerschnitts	23
3.3. Benötigte Laserfrequenzen	25
3.4. Maße der Katapultkapsel	26
3.5. Beschleunigungen der Fallkapsel beim Katapultstart	27
3.6. Beschleunigungen der Fallkapsel beim Abbremsen	27
3.7. Prinzipbild des Lasersystems	29
3.8. Lasersystem - Gesamtsystem auf Kapselplattform	31
3.9. Lasersystem - Rb MOPA-Modul	32
3.10. Lasersystem - Rb Aufteilungsmodul	33
3.11. Periskop	35
3.12. Photodiodenhalter	35
3.13. Vergleich der Referenzlaser	36
3.14. Details des Referenzlasers	37
4.1. Schematische Darstellung von ECDLs	43
4.2. Schematische Darstellung eines DBR-Lasers	43
4.3. Schematische Darstellung eines DFB-Lasers	44
4.4. Schematische Darstellung des RW-Verstärkers	44
4.5. Schematische Darstellung des RW-Trapez-Verstärkers	45
4.6. MOPA-Lasermodul	46
4.7. Simulation der Strahlführung des MOPA-Lasermoduls	48
4.8. Justagetoleranzen FAC	50
4.9. Spektrum Master Oszillator	52
4.10. Kennlinie Master Oszillator	53
4.11. Linienbreite Master Oszillator	54
4.12. Einzelspektren von MO und MOPA-Lasermodul	55
4.13. Spektren 1 des MOPA-Lasermoduls	56
4.14. Spektren 2 des MOPA-Lasermoduls	56
4.15. Sättigungsverhalten 1 des MOPA-Lasermoduls	57
4.16. Sättigungsverhalten 2 des MOPA-Lasermoduls	58

4.17. Temperaturabhängigkeit der MOPA-Ausgangsleistung	59
4.18. Linienbreite des MOPA-Lasermoduls	60
4.19. Belastungsprofile der Vibrationstests	61
4.20. Aufbau Vibrationstest	61
4.21. Vibrationstest - Vergleich der Spektren	62
4.22. Vibrationstest - Vergleich der PI-Kennlinien	63
4.23. Vibrationstest - Vergleich der Linienbreiten	63
5.1. HF-Spektrum für verschiedene Messzeiten	72
5.2. Rauschmessung mittels Phase-Noise-Tool	73
5.3. Einfluss der Frequenzstabilisierung auf die Frequenzrauschmessung	76
5.4. Prinzipskizze der SDH-Methode	77
5.5. Einfluss eines SDH-Aufbaus auf die Frequenzrauschmessung	78
5.6. Nachträgliche Korrektur einer SDH-Messung	79
5.7. Prinzip der Frequenzrauschbestimmung	82
5.8. Simulation zum Einfluss von Frequenzdrifts	84
5.9. HF-Spektrum - Nachführen der Frequenz	88
5.10. -3 dB-Breite des HF-Spektrums für verschiedene Messzeiten	89
5.11. Linienbreitenmessplatz - funktionale Komponenten	91
5.12. Linienbreitenmessplatz - Optischer Aufbau	92
5.13. Beispielmessungen - Frequenzrauschen aus IQ-Daten	94
6.1. Lasersystem Rb-Teil	97
6.2. Testkapsel	98
6.3. Katapulttest untersuchte Pfade	99
6.4. Katapulttest Faserkopplung	100
6.5. Temperaturentwicklung im MOPA-Modul	101
6.6. Katapulttest der Frequenzstabilität	102
6.7. Erstes BEC mit QUANTUS-2-Lasersystem	103
7.1. Bildreihe BECs mit QUANTUS-2	107
7.2. Lasermodule der übernächsten Generation	108

Tabellenverzeichnis

2.1. Projektreihe QUANTUS	6
3.1. Grundzustandsaufspaltung	19
3.2. Funktionale Anforderungen	24
3.3. Äußere Anforderungen	27
4.1. Äußere Anforderungen Lasermodule	39
4.2. Funktionale Anforderungen Lasermodule	40
4.3. Divergenzwinkel von MO und PA	47
B.1. Belastungsprofile der Vibrationstests	113

Liste der Abkürzungen

Die nachfolgenden Abkürzungen werden in dieser Arbeit genutzt.

AOM	akustooptischer Modulator
AR	anti-reflex
ASE	verstärkte spontane Emission (<i>amplified spontaneous emission</i>)
AVT	Gruppe Aufbau- und Verbindungstechnik
BEC	Bose-Einstein-Kondensat
CAL	<i>Cold Atom Lab</i>
CCP	<i>conduction cooled package</i>
COD	katastrophaler optischer Schaden (<i>catastrophic optical damage</i>)
DBR	<i>Distributed Bragg Reflector</i>
DFB	<i>Distributed Feedback</i>
ECDL	<i>Extended Cavity Diode Laser</i>
FAC	Kollimator für die schnelle (vertikale) Achse (<i>fast axis collimator</i>)
FBH	Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik
FFT	schnelle Fouriertransformation (<i>fast Fourier transformation</i>)
FMS	Frequenz-Modulations-Spektroskopie
GAIN	<i>Gravimetric Atom Interferometer</i>
GRIN	Gradienten-Index
HF	Hochfrequenz
HUB	Humboldt-Universität zu Berlin
I.C.E.	<i>Interférometrie Cohérente pour l'Espace</i>
IQ	in Phase / Quadratur

Liste der Abkürzungen

ISS	Internationale Raumstation (<i>International Space Station</i>)
JGU	Johannes Gutenberg-Universität Mainz
KALEXUS	<i>Kalium-Lasereperimente unter Schwerelosigkeit</i>
LASUS	<i>Entwicklung von neuartigen Diodenlasersystemen für Präzisionsexperimente unter Schwerelosigkeit</i>
LUH	Leibniz Universität Hannover
MAIUS	<i>Materiewelleninterferometrie unter Schwerelosigkeit</i>
MILAS	<i>Mikrointegration von Lasersystemen für den Weltraumeinsatz</i>
MioB	mikro-optische Bank
MO	Master Oszillator
MOPA	<i>Master Oscillator Power Amplifier</i>
MOT	Magneto-optische Falle (<i>magneto-optical trap</i>)
MOVPE	metallorganische Dampfphasenepitaxie (<i>metal organic vapor phase epitaxy</i>)
PA	Verstärker (<i>power amplifier</i>)
PBS	polarisierender Strahlteiler (<i>polarizing beam splitter</i>)
PRIMUS	<i>Präzisionsinterferometrie mit Materiewellen unter Schwerelosigkeit</i>
PSD	spektrale Leistungsdichte (<i>power spectral density</i>)
QUANTUS	<i>Quantengase unter Schwerelosigkeit</i>
QW	Quantentopf (<i>quantum well</i>)
RW	Rippenwellenleiter (<i>ridge waveguide</i>)
SAC	Kollimator für die langsame (laterale) Achse (<i>slow axis collimator</i>)
SDH	<i>self-delayed heterodyne</i>
STE-QUEST	<i>Space-Time Explorer and Quantum Equivalence Principle Space Test</i>
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (<i>signal-to-noise-ratio</i>)
TA	Trapez-Verstärker (<i>tapered amplifier</i>)
TUD	Technische Universität Darmstadt
UFF	Universalität des freien Falls

UHH	Universität Hamburg
UU	Universität Ulm
WSS	schwach stationär (<i>wide sense stationary</i>)
ZARM	Zentrum für angewandte Raumfahrt und Mikrogravitation

Liste der Symbole

Die nachfolgenden Symbole werden in dieser Arbeit genutzt.

c	m/s	Lichtgeschwindigkeit: $c = 299\,792\,458$ m/s
δ bzw. Δ	z.B. Hz	Verstimmung
E	J	Energie
$E(t)$	V/m	zeitliche Änderung des elektrischen Feldes
$E[A]$	[A]	Erwartungswert von A
ϵ_0	As/(Vm)	Elektrische Feldkonstante: $\epsilon_0 = 10^7/(4\pi c^2)$ As/(Vm)
$\epsilon(t)$	V/m	Amplitudenfluktuation, d.h. Abweichung von der nominellen Amplitude
f	Hz	(Fourier)frequenz
$\mathcal{F}[x]$	$[x]^{-1}$	Fouriertransformierte von x
$\varphi(t)$	rad	Phasenfluktuation, d.h. Abweichung von der nominellen Phase
g	m/s ²	Fallbeschleunigung
Γ	Hz	Linienbreite
h bzw. \hbar	Js	Plancksches Wirkungsquantum: $h = 6,626\,069\,57 \cdot 10^{-34}$ Js und $\hbar = h/2\pi$
I	W/m ²	Intensität
I	A	Strom
k	m ⁻¹	Wellenzahl ($k = 2\pi/\lambda$)
$\mathcal{L}(f)$	rad ² /Hz	Phasenrauschen, d.h. PSD der Phasenfluktuation
λ	m	Wellenlänge
m	kg	Masse
n	m ⁻ⁿ	n-dimensionale Dichte
P	W	Leistung
p	kgm/s	Impuls
$R_{x,y}(\tau)$	$[x]^2$	Korrelation von $x(t)$ und $y(t)$
r_{drift}	Hz/s	Driftrate
S_x	$[x]_{\text{RMS}}^2/\text{Hz}$	PSD von x
$S_x^{1\text{-seitig}}$	$[x]_{\text{RMS}}^2/\text{Hz}$	einseitige PSD von x
σ	m ²	Streuquerschnitt
T	°C	Temperatur
T, t, τ	s	Zeit
ν	Hz	Frequenz
ω	Hz	(Kreis)frequenz ($\omega = 2\pi\nu$)

Eigene Publikationen

Die folgenden Publikationen entstanden im Zusammenhang mit dieser Arbeit.

Referierte Zeitschriften

S. KULAS, C. VOGT, A. RESCH, J. HARTWIG, S. GANSKE, J. MATTHIAS, D. SCHLIPPERT, T. WENDRICH, W. ERTMER, E. M. RASEL, M. DAMJANIC, P. WESSELS, A. KOHFELDT, E. LUVSANDAMDIN, M. SCHIEMANGK, C. GRZESCHIK, M. KRUTZIK, A. WICHT, A. PETERS, S. HERRMANN und C. LÄMMERZAH. Miniaturized lab system for future cold atom experiments in microgravity. *Microgravity Science and Technology*, online first 1-12 (2016).

M. SCHIEMANGK, K. LAMPMANN, A. DINKELAKER, A. KOHFELDT, M. KRUTZIK, C. KÜRBIS, A. SAHM, S. SPIESSBERGER, A. WICHT, G. ERBERT, G. TRÄNKLE und A. PETERS. High-power, micro-integrated diode laser modules at 767 and 780 nm for portable quantum gas experiments. *Applied Optics*, 54(17):5332–5338 (2015).

M. SCHIEMANGK, S. SPIESSBERGER, A. WICHT, G. ERBERT, G. TRÄNKLE und A. PETERS. Accurate frequency noise measurement of free-running lasers. *Applied Optics*, 53(30):7138–7143 (2014).

E. LUVSANDAMDIN, C. KÜRBIS, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Micro-integrated extended cavity diode lasers for precision potassium spectroscopy in space. *Optics Express*, 22(7):7790–7798 (2014).

G. BLUME, M. SCHIEMANGK, J. POHL, D. FEISE, P. RESSEL, B. SUMPF, A. WICHT und K. PASCHKE. Narrow Linewidth of 633-nm DBR Ridge-Waveguide Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(6):550–552 (2013).

H. MÜNTINGA, H. AHLERS, M. KRUTZIK, A. WENZLAWSKI, S. ARNOLD, D. BECKER, K. BONGS, H. DITTUS, H. DUNCKER, N. GAALLOUL, C. GHERASIM, E. GIESE, C. GRZESCHIK, T. W. HÄNSCH, O. HELLMIG, W. HERR, S. HERRMANN, E. KAJARI, S. KLEINERT, C. LÄMMERZAH, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, J. MALCOLM, N. MEYER, R. NOLTE, A. PETERS, M. POPP, J. REICHEL, A. ROURA, J. RUDOLPH, M. SCHIEMANGK, M. SCHNEIDER, S. T. SEIDEL, K. SENGSTOCK, V. TAMMA, T. VALENZUELA, A. VOGEL, R. WALSER, T. WENDRICH, P. WINDPASSINGER, W. ZELLER, T. VAN ZOEST, W. ERTMER, W. P. SCHLEICH und E. M. RASEL. Interferometry with Bose-Einstein condensates in microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9):093602–093602 (2013).

E. LUVSANDAMDIN, S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, G. MURA, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Development of narrow linewidth, micro-integrated extended cavity diode lasers for quantum optics experiments in space. *Applied Physics B - Lasers and Optics*, 111(2):255–260 (2013).

T. P. NGUYEN, M. SCHIEMANGK, S. SPIESSBERGER, H. WENZEL, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Optimization of 780 nm DFB diode lasers for high-power narrow linewidth emission. *Applied Physics B - Lasers and Optics*, 108(4):767–771 (2012).

J. RUDOLPH, N. GAALOUL, Y. SINGH, H. AHLERS, W. HERR, T. A. SCHULZE, S. T. SEIDEL, C. RODE, V. SCHKOLNIK, W. ERTMER, E. M. RASEL, H. MUENTINGA, T. KOENEMANN, A. RESCH, S. HERRMANN, C. LAEMMERZAHN, T. VAN ZOEST, H. DITTUS, A. VOGEL, A. WENZLAWSKI, K. SENGSTOCK, N. MEYER, K. BONGS, M. KRUTZIK, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, A. PETERS, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, T. STEINMETZ, T. W. HAENSCH und J. REICHEL. Degenerate Quantum Gases in Microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 23(3):287–292 (2011).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, H. WENZEL, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. DBR laser diodes emitting near 1064 nm with a narrow intrinsic linewidth of 2 kHz. *Applied Physics B - Lasers and Optics*, 104(4):813–818 (2011).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, H. WENZEL, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Micro-integrated 1 Watt semiconductor laser system with a linewidth of 3.6 kHz. *Optics Express*, 19(8):7077–7083 (2011).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, H. WENZEL, O. BROX und G. ERBERT. Narrow Linewidth DFB Lasers Emitting Near a Wavelength of 1064 nm. *Journal of Lightwave Technology*, 28(17):2611–2616 (2010).

T. VAN ZOEST, N. GAALOUL, Y. SINGH, H. AHLERS, W. HERR, S. T. SEIDEL, W. ERTMER, E. RASEL, M. ECKART, E. KAJARI, S. ARNOLD, G. NANDI, W. P. SCHLEICH, R. WALSER, A. VOGEL, K. SENGSTOCK, K. BONGS, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, M. SCHIEMANGK, T. SCHULDT, A. PETERS, T. KOENEMANN, H. MUENTINGA, C. LAEMMERZAHN, H. DITTUS, T. STEINMETZ, T. W. HAENSCH und J. REICHEL. Bose-Einstein Condensation in Microgravity. *Science*, 328(5985):1540–1543 (2010).

Konferenzbeiträge (Proceedings und eigene Präsentationen)

A. WICHT, A. BAWAMIA, M. KRÜGER, CH. KÜRBIS, M. SCHIEMANGK, R. SMOL, A. PETERS und G. TRÄNKLE. Narrow linewidth diode laser modules for quantum optical sensor applications in the field and in space. In *Proc. SPIE 10085, Components and Packaging for Laser Systems III*, 10085F (2017).

M. SCHIEMANGK, B. ARAR, A. BAWAMIA, H. CHRISTOPHER, A. KOHFELDT, M. KRÜGER, C. KÜRBIS, W. LEWOCZKO-ADAMCZYK, E. LUVSANDAMDIN, C. PYRLIK, A. PETERS, A. WICHT und G. TRÄNKLE. Micro-integrated semiconductor laser module platform for precision quantum optical experiments on Earth and in space. Poster bei *25th International Conference on Atomic Physics* (2016).

A. KOHFELDT, C. KÜRBIS, E. LUVSANDAMDIN, M. SCHIEMANGK, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Compact narrow linewidth diode laser modules for precision quantum optics experiments on board of sounding rockets. In *Proc. SPIE 9900, Quantum Optics*, 99001G (2016).

G. BLUME, J. POHL, D. FEISE, J. WIEDMANN, P. RESSEL, B. EPPICH, A. SAHM, A. GINOLAS, O. NEDOW, M. JENDRZEJEWSKI, P. JOHNE, J. HOFMANN, M. SCHIEMANGK, B. SUMPF, G. ERBERT und K. PASCHKE. Master-oscillator power-amplifier in the red spectral range for holographic displays. In *Proc. SPIE 9770, Advances in Display Technologies VI*, 97700E (2016).

M. SCHIEMANGK, A. DINKELAKER, A. KENYON, V. SCHKOLNIK, A. PETERS, DAS LASUS-TEAM und DAS KALEXUS-TEAM. Frequency stabilized diode laser systems for sounding rockets – towards precision measurements in space. Vortrag bei *6th China-Germany Workshop on Microgravity and Space Life Sciences* (2015).

C. GRZESCHIK, M. SCHIEMANGK, K. LAMPMANN, M. KRUTZIK und A. PETERS. A State of the Art Diode Laser System for Matter Wave Interferometry in Microgravity. In *CLEO: 2013*, page CM1N.6. Optical Society of America (2013).

A. BAWAMIA, M. SCHIEMANGK, A. KOHFELDT, E. LUVSANDAMDIN, CH. KÜRBIS, S. SPIESSBERGER, A. SAHM, A. WICHT, G. ERBERT, A. PETERS und G. TRÄNKLE. Compact semiconductor laser modules designed for precision quantum optical experiments in space. In *International Conference on Space Optical Systems and Applications (ICSOS) 2012* (2012).

A. KOHFELDT, M. SCHIEMANGK, S. SPIESSBERGER, A. WICHT, A. PETERS, G. ERBERT und G. TRAENKLE. Micro-integrated, high power, narrow linewidth master oscillator power amplifier for precision quantum optics experiments in space. In *2012 Conference On Lasers and Electro-optics (cleo)* (2012).

A. SAHM, C. FIEBIG, S. SPIESBERGER, M. SCHIEMANGK, E. LUVSANDAMDIN, K. PASCHKE, G. ERBERT und G. TRANKLE. Modular assembly of diode lasers in a compact and reliable setup for a wide range of applications. In *Electronic Components and Technology Conference (ECTC), 2012 IEEE 62nd*, pages 1852–1857 (2012).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, F. BUGGE, J. FRICKE, H. WENZEL, A. WICHT, G. ERBERT und G. TRAENKLE. All-semiconductor based, narrow linewidth, high power laser

Eigene Publikationen

system for laser communication applications in space at 1060nm. *Free-space Laser Communication Technologies Xxiv*, 8246:SPIE (2012).

M. SCHIEMANGK, A. PETERS UND DAS QUANTUS-TEAM. Micro-integrated, narrow linewidth master-oscillator power-amplifier laser system with 3 W output power. Vortrag bei der 76. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (2012).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, H. WENZEL, J. FRICKE und G. ERBERT. 1 W semiconductor based laser module with a narrow linewidth emitting near 1064 nm. In *Novel In-plane Semiconductor Lasers X*, 7953:SPIE (2011).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, H. WENZEL, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. 1 W narrow linewidth semiconductor based laser module emitting near 1064 nm for the use in coherent optical communication in space. In *Space Optical Systems and Applications (ICSOS), 2011 International Conference on*, pages 322–324 (2011).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. SAHM, A. WICHT, H. WENZEL, G. ERBERT und G. TRÄNKLE. Narrow-linewidth high-power semiconductor-based laser module. In *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, page CB P10. Optical Society of America (2011).

M. SCHIEMANGK, A. PETERS UND DAS QUANTUS-TEAM. Advanced laser systems for drop tower experiments within QUANTUS II and beyond. Vortrag bei der 74. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (2010).

S. SPIESSBERGER, M. SCHIEMANGK, A. WICHT und G. ERBERT. Narrow Linewidth DBR-RW Lasers emitting near 1064 nm. In *2010 Conference On Lasers and Electro-Optics (cleo) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (qels)* (2010).

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei all den vielen Leuten, die zum Gelingen dieser Arbeit auf unterschiedlichste Weisen (fachlich, administrativ, atmosphärisch, ...) beigetragen haben. Nachfolgend möchte ich nur einige davon namentlich herausgreifen.

Zuallererst gilt mein Dank Prof. Achim Peters. Er eröffnete mir die Möglichkeit, meine Dissertation in einem hoch spannenden, physikalisch fundamentalen und dennoch technologisch sehr anwendungsbezogenen Themenbereich anzufertigen. Dabei unterstützte er mich nicht nur durch zentrale Impulse für die Arbeit sondern auch in vielen „kleineren“ Fragen der Realisierung. Neben der direkt fachlichen Betreuung ermöglichte er mir auch Einblicke in das Management von Förderprojekten, die, wie ich inzwischen gelernt habe, nicht ganz selbstverständlich aber überaus nützlich sind.

Bei Prof. Günther Tränkle möchte ich mich dafür bedanken, dass ich als Gastwissenschaftler an „seinem“ Ferdinand-Braun-Institut tätig sein und dort große Teile meiner Arbeit durchführen durfte. Dadurch hatte ich Einblick in und Zugriff auf diese einzigartige personelle und technische Infrastruktur und natürlich auch Weltklasse-Diodenlaser. Besonders danke ich ihm aber dafür, dass er sich, trotz seiner vielen Aufgaben als Institutsdirektor oder vielleicht auch wegen seiner Interpretation der Aufgaben eines Institutsdirektors, in regelmäßigen Terminen nicht nur über den Fortgang meiner Doktorarbeit informiert, sondern dafür engagiert hat.

Dr. Andreas Wicht bin ich für die „alltägliche“ Betreuung meiner Arbeit und meiner Arbeiten am FBH dankbar. Sein Physikverständnis und Perfektionismus waren Inspiration und Ansporn und haben gepaart mit einer gewissen Kompromisslosigkeit vieles überhaupt erst möglich gemacht.

Den drei erstgenannten Herren danke ich darüber hinaus für das Schaffen eines sehr angenehmen, anspruchsvollen und konstruktiven Arbeitsumfeldes. Und allen aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppen Optische Metrologie und Lasermetrologie danke ich dafür, dass sie dieses Umfeld ebenso mit Leben gefüllt haben. Insbesondere möchte ich mich bei den Kollegen bedanken, mit denen ich im Rahmen der direkten Arbeit an meiner Dissertation enger zusammenarbeiten durfte. Danke Stefan, Christoph, Markus, Kai und Wojtek! Natürlich gilt mein Dank auch all jenen, mit denen ich während der längeren „Schreibzeit“ in dem einen oder anderen Projekt zusammen arbeiten durfte.

Den Korrekturlesern Heike, Aline, Markus und Andreas bin ich für ihre Zeit und die vielen konstruktiven Kommentare zu großem Dank verpflichtet. Auch wenn ich natürlich der Meinung bin, dass das quasi alles von Anfang an schon genauso drin stand, klingt die Arbeit jetzt doch besser.

Bei den Professoren Peters, Tränkle und Görlitz möchte ich mich für ihre Bereitschaft, als Gutachter ebenjener Arbeit zu fungieren, bedanken.

Dem DLR danke ich für die Finanzierung der QUANTUS-Projektreihe und damit auch meines Themas und meiner Person, sowie für die wohlwollenden Projektbegutachtungen, auch wenn

Danksagung

nicht immer alles ganz planmäßig verlief.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Familie und Freundin für die unermüdliche Unterstützung während der ganzen ja doch recht langen Zeit bedanken.

PS Ich entschuldige mich bei all jenen, die ich hier vergessen habe, obwohl sie eine namentliche Nennung genauso verdient hätten. Bitte versteht, dass ich es jetzt „einfach nur noch hinter mir haben möchte“.

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Ich habe mich anderweitig nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze einen solchen auch nicht. Die dem Verfahren zugrunde liegende Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Humboldt-Universität zu Berlin habe ich zur Kenntnis genommen.

Berlin, den 26.09.2017

Max Schiemangk